



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.

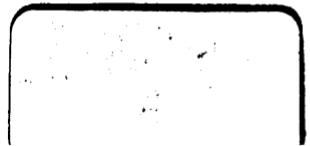
3 3433



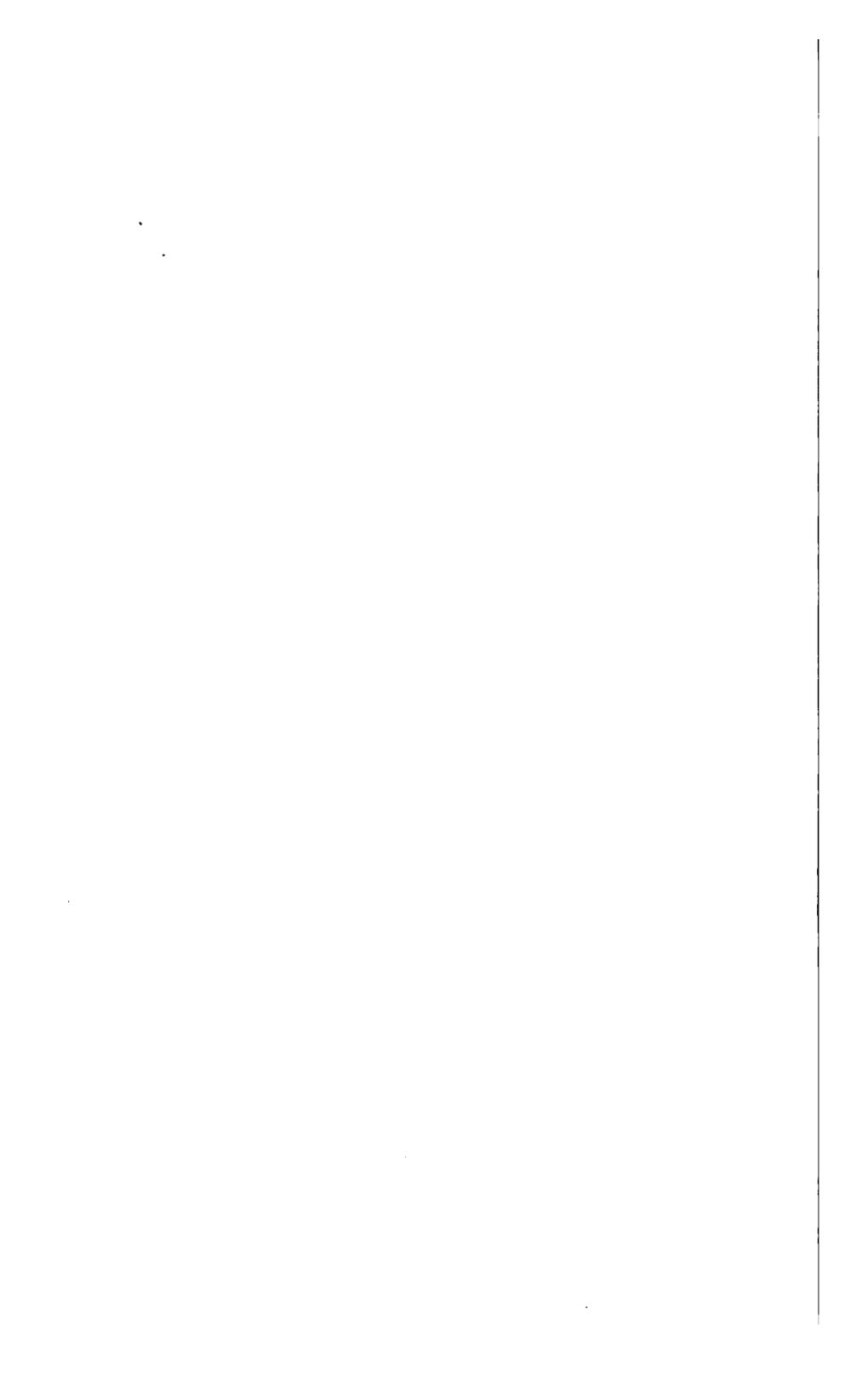
NYPL RESEARCH LIBRARIES



3 3433 06633368 7



PA
THERM



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die Physik

auf Grund ihrer geschichtlichen Entwicklung für weitere Kreise
in Wort und Bild dargestellt von

Paul La Cour und Jakob Appel.

Autorisierte Übersetzung von G. Siebert.

Gr. 8. Reich ausgestattet mit zahlreichen Abbildungen im Text und auf besonderen Tafeln.

Vollständig in einem Doppelband. Preis geh. M 15.—, geb. M 16.50
oder in 15 Lieferungen zu je M 1.—.

Beiblätter zu der Physik: Abweichend von der gewöhnlichen ^{QC 173} _{T 41} Thode der Lehrbücher will das ursprünglich in c geschriebene Werk den Weg nehmen, den die gesetzliche Laufe der Zeiten eingeschlagen hat, um die physikalischen Gesetze zu finden. Indem diese so von neuem erschlossen werden, sollen sie in ganz anderer Weise in das geistige Eigentum des Lesers übergehen, als wenn er sie im fertigen Zustand erhielte. Die Grenzen der Physik werden weit gesteckt, Astronomie, Chemie und Meteorologie sind mit einbegriffen. So besteht der erste Band aus sieben Abschnitten, welche der Reihe nach das Weltgebäude bis 1630, das Licht bis Newton, die Kraft (nämlich die Lehre von den festen, flüssigen und gesärmigen Körpern), das Weltgebäude nach 1630, den Schall, die Natur des Lichtes und die Spektralanalyse behandeln, während der zweite fünf Abschnitte aufweist, die die Überschriften tragen: die Wärme, der Magnetismus, die Elektrizität bis 1790, der elektrische Strom und das Wetter. Zwischen den Unterabteilungen Galvanismus und Elektromagnetismus des Abschnittes, welcher den elektrischen Strom zum Gegenstande hat, ist der die Chemie behandelnde, die Natur der Stoffe überschriebene eingeschaltet. Ein vom Übersetzer zugefügter Nachtrag verbreitet sich auf vier Seiten über die Radioaktivität. Mathematische Kenntnisse werden so gut wie gar nicht vorausgesetzt, dagegen ist das Buch mit hübschem Bilderschmuck, vor allem mit den Brustbildern der berühmtesten Forscher reich versehen. Es wird für der sich ohne weitere Vorkenntnisse in die physikalischen einführen lassen will, eine empfehlenswerte L

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Lehrbuch der Physik

von

Andrew Gray.

Autorisierte deutsche Ausgabe von

Felix Auerbach,

Professor an der Universität Jena.

Erster Band: **Allgemeine und spezielle Mechanik.**

Mit 400 Abbildungen. Preis geh. M 20.—, geb. M 21.—.

Fortschritte der Physik: Das Buch beginnt mit den elementarsten Dingen in breitester, für den Lernenden geeignetster Darstellung und steigt bis zu den höchsten Höhen moderner Wissenschaft hinauf. Es umfaßt die Erfahrungswissenschaft und die Theorie in gleicher Weise und behandelt die letztere, unter Heranziehung allgemeiner und geometrischer Methoden, so elementar wie möglich. Mathematische Schwierigkeiten werden nirgends aufgesucht, sondern nach Möglichkeit vermieden. Außerdem macht das Buch den deutschen Leser mit der spezifischen englischen Denk- und Darstellungsweise bekannt. — Der Inhalt des vorliegenden ersten Bandes gliedert sich in folgende Kapitel: 1. Längenmessung und Zeitmessung; 2. Kinematik oder Geometrie der Bewegung; 3. Dynamik; 4. Arbeit und Energie; 5. Allgemeine dynamische Theorien; 6. Statik materieller Systeme; 7. Graphische Statik; 8. Gleichgewicht einer Kette oder einer biegsamen Schnur; 9. Hydrostatik und Hydrodynamik; 10. Spezielle Statik der Flüssigkeiten und Gase; 11. Allgemeine Gravitation, Potentialtheorie; 12. Astronomische Dynamik; 13. Gravitationskonstante und mittlere Erddichte; 14. Die Gezeiten (Ebbe und Flut); 15. Elastizität; 16. Kapillarität; 17. Messungen und Instrumente.

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: Der Übersetzer hat sich ein wirkliches Verdienst erworben, indem er das vorliegende Lehrbuch dem deutschen Leser zugänglich gemacht hat. Ich stehe nicht an, dieses Lehrbuch für das beste mir bekannte zu erklären. Ausgezeichnet gefallen hat mir zum Beispiel die Kinematik, und in dieser besonders die Behandlung des dritten Newtonschen Satzes. Noch nirgendwo habe ich ein Eingehen auf die Schwierigkeiten dieses Gesetzes gefunden, die wahrlich nicht klein sind, da auch H. Hertz sie empfunden hat.



DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG

NATURWISSENSCHAFTLICHER UND MATHEMATISCHER

MONOGRAPHIEN

FÜNFUNDZWANZIGSTES HEFT

DIE

KORPUSKULARTHEORIE DER MATERIE

VON

DR. J. J. THOMSON

MITGLIED DER ROYAL SOCIETY, PROFESSOR DER EXPERIMENTALPHYSIK AN DER UNIVERSITÄT IN
CAMBRIDGE UND PROFESSOR DER PHYSIK AN DER ROYAL INSTITUTION IN LONDON

AUTORISIERTE ÜBERSETZUNG

VON

G. SIEBERT

MIT 29 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN

1908

O-W-1, v.25
2226

DIE

KORPUSKULARTHEORIE
13943
DER
MATERIE

VON

DR. J. J. THOMSON

MITGLIED DER ROYAL SOCIETY, PROFESSOR DER EXPERIMENTALPHYSIK AN DER
UNIVERSITÄT IN CAMBRIDGE UND PROFESSOR DER PHYSIK AN DER ROYAL
INSTITUTION IN LONDON

AUTORISIERTE ÜBERSETZUNG

von

G. SIEBERT

MIT 29 IN DEN TEXT EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG

DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN

1908

13123

*C C 173
TAI*

Alle Rechte,
namentlich dasjenige der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbeha

Published May 19, 1908.

Privilege of Copyright in the United States reserved under the
approved March 8, 1905 by Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschwe
Germany.

V O R W O R T.

Das vorliegende Buch ist eine Erweiterung einer Reihe von Vorträgen, die ich im Frühjahr 1906 in der Royal Institution gehalten habe. Es enthält eine Beschreibung der Eigenschaften der Korpuskeln und deren Anwendung auf die Erklärung einiger physikalischer Erscheinungen. In den ersten Kapiteln ist mit besonderer Sorgfalt die Theorie behandelt, daß viele von den Eigenschaften der Metalle von der Bewegung der durch das Metall zerstreuten Korpuskeln herrühren. Diese Theorie hat eine starke Stütze durch die Untersuchungen von Drude und Lorentz gefunden. Drude hat gezeigt, daß die Theorie für das Verhältnis der Leitfähigkeiten reiner Metalle für Wärme und Elektrizität einen annähernd richtigen Wert liefert, und Lorentz hat nachgewiesen, daß sie die langwellige Strahlung heißer Körper erklärt. Die Theorie in ihrer gewöhnlichen Form erfordert aber nach meiner Ansicht die Anwesenheit so vieler Korpuskeln, daß die spezifische Wärme derselben größer sein würde als die wirkliche spezifische Wärme des Metalls. Ich habe eine abgeänderte Theorie vorgeschlagen, gegen welche dieser Einwand nicht erhoben werden kann und die für

das Verhältnis der Leitfähigkeiten und für die langwellige Strahlung Werte von der richtigen Größe liefert.

Die folgenden Kapitel enthalten eine Diskussion Eigenschaften eines aus Korpuskeln und positiver Elektrizität aufgebauten Atoms, wobei angenommen wird, daß positive Elektrizität ein viel größeres Volumen einnimmt als die Korpuskeln. Es wird gezeigt, daß die Eigenschaften eines derartigen Atoms in vieler Hinsicht Ähnlichkeit den Eigenschaften der Atome der chemischen Elemente haben. Eine Theorie, die uns in den Stand setzt, uns eine Art von Atommodell zu bilden und vermittelst eines solchen Modells chemische und physikalische Erscheinungen zu interpretieren, kann nach meiner Ansicht nützlich sein, wenn das Modell ein unvollkommenes ist. Denn wenn uns einen bestimmten physikalischen oder chemischen Vorgang durch das Verhalten eines solchen Atommodells veranschaulichen suchen, so bekommen wir nicht nur eine sehr lebhafte Vorstellung von dem Vorgange, sondern erkennen auch, daß der betreffende Vorgang mit gewissen anderen Vorgängen in Zusammenhang stehen muß. werden wir durch diese Methode zu weiteren Untersuchung angeregt; außerdem hat sie den Vorzug, daß sie den innigen Zusammenhang zwischen chemischen und elektrischen Vorgängen hervortreten läßt.

Im siebenten Kapitel gebe ich Gründe für die Annahme an, daß die Anzahl der Korpuskeln in einem Atome ein Elementes nicht viel größer als das Atomgewicht des Elementes ist, daß namentlich die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom Wasserstoff nicht groß ist. Einige Forscher sind, wie mir scheint, der Ansicht, daß durch diese Annahme die Vorstellung des Atommodells erschwert wird. Nach meiner Ansicht wird aber im Gegenteil die Vorstellung durch diese Annahme erleichtert, da auf diese Weise die Anzahl

— VII —

er möglichen Atome in viel höherem Grade gleich der Anzahl der chemischen Elemente gemacht wird. Die Annahme hat auch eine große Bedeutung für unsere Vorstellung über den Ursprung der Masse des Atoms. Denn wenn die Anzahl der Korpuskeln im Atom von derselben Ordnung wie das Atomgewicht ist, so können wir nicht annehmen, daß die Masse eines Atoms hauptsächlich oder auch nur annähernd von der Masse der Korpuskeln herrührt.

Cambrid'ge, den 15. Juli 1907.

J. J. Thomson.

INHALTSVERZEICHNIS.

	Seite
Vorwort	V
Inhaltsverzeichnis	VIII
1. Kapitel. Einleitung. Korpuskeln in Vakuumröhren	1
2. Kapitel. Der Ursprung der Masse der Korpuskel	27
3. Kapitel. Eigenschaften einer Korpuskel	42
4. Kapitel. Korpuskulartheorie der Leitung in Metallen	47
5. Kapitel. Die zweite Theorie der elektrischen Leitung	84
6. Kapitel. Die Anordnung der Korpuskeln im Atom	109
7. Kapitel. Über die Anzahl der Korpuskeln im Atom	135
Register	164

Erstes Kapitel.

Einleitung. Korpuskeln in Vakuumröhren.

Die Theorie der Konstitution der Materie, die ich in diesen Vorlesungen zu diskutieren beabsichtige, geht von der Annahme aus, daß die verschiedenen Eigenschaften der Materie durch elektrische Wirkungen hervorgerufen werden. Die Grundlage der Theorie ist Elektrizität, und das Ziel, welches sie erstrebt, ist die Konstruktion eines aus positiver und negativer Elektrizität aufgebauten Atommodells, welches die Eigenschaften des wirklichen Atoms soweit wie möglich nachahmt. Wir wollen annehmen, daß die Anziehungen und Abstoßungen zwischen den elektrischen Ladungen im Atom das bekannte Gesetz vom umgekehrten Quadrat der Entfernung befolgen, obgleich wir natürlich einen direkten experimentellen Beweis für dieses Gesetz nur für den Fall haben, daß die Größe der Ladungen und ihre gegenseitige Entfernung unermeßlich viel größer sind als sie im Atom sein können. Wir wollen nicht versuchen, die Natur dieser Kräfte und den Mechanismus, durch den sie hervorgebracht sein können, näher kennen zu lernen. Die Theorie geht nicht bis auf den letzten Grund der Erscheinungen zurück; ihr Ziel ist mehr ein physikalisches als ein metaphysisches. Vom Standpunkt des Physikers aus betrachtet, ist die Theorie der Materie mehr Politik als Überzeugung. Sie will anscheinend verschiedene Erscheinungen in Zusammenhang bringen und vor allem zu Versuchen anregen und anleiten. Sie soll einen Kompaß liefern, der den Beobachter immer weiter in unerforschte Gebiete hineinführt. Ob diese Gebiete fruchtbar oder unfruchtbar sind, kann nur die Erfahrung lehren, aber wer sich in dieser Weise führen läßt, schreitet jedenfalls in einer bestimmten Richtung fort und wandert nicht ziellos hin und her.

Die Korpuskulartheorie der Materie mit ihrer Annahme von elektrischen Ladungen und von Kräften, die zwischen ihnen wirk-

sam sind, ist bei weitem nicht so fundamental wie die Wirbelatomtheorie der Materie, in der weiter nichts verlangt wird als eine **unzusammendrückbare, reibunglose Flüssigkeit**, welche Trägheit besitzt und Druck fortzupflanzen vermag. Nach dieser Theorie besteht der Unterschied zwischen Materie und Nichtmaterie, sowie zwischen verschiedenen Arten von Materie in der Verschiedenheit der Bewegungsweise an verschiedenen Stellen in der unzusammendrückbaren Flüssigkeit, und zwar so, daß die Materie von denjenigen Teilen der Flüssigkeit gebildet wird, in denen Wirbelbewegung stattfindet. Die Einfachheit der Annahmen der Wirbelatomtheorie ist jedoch auf Kosten der mathematischen Schwierigkeiten, die sich bei ihrer Entwicklung bieten, etwas teuer erkauft, und für viele Zwecke ist eine Theorie, deren Konsequenzen sich leicht verfolgen lassen, einer solchen, die zwar fundamentaler, aber auch schwerfälliger ist, vorzuziehen. Wir werden jedoch oft Gelegenheit haben, uns die Analogie zu nutzen zu machen, welche zwischen den Eigenschaften der Kraftlinien im elektrischen Felde und den Linien der Wirbelbewegung in einer unzusammendrückbaren Flüssigkeit besteht.

Kehren wir jetzt zur Korpuskulartheorie zurück. Diese Theorie nimmt, wie ich gesagt habe, an, daß das Atom aus positiver und negativer Elektrizität zusammengesetzt ist. Das Charakteristische dieser Theorie — was zu ihrer Benennung Veranlassung gegeben hat — besteht in der eigentümlichen Art und Weise, wie die negative Elektrizität sowohl im Atom als von der Materie getrennt vorkommt. Wir nehmen an, daß die negative Elektrizität stets in Form äußerst kleiner Teilchen, den sogenannten Korpuskeln vorkommt, und daß diese Korpuskeln unter allen Umständen dieselbe Größe haben und stets dieselbe Menge Elektrizität mit sich führen. Welcher Art auch die Konstitution des Atoms sein mag, wir haben direkte experimentelle Beweise für die Existenz dieser Korpuskeln, und ich will die Diskussion der Korpuskulartheorie mit einer Beschreibung der Entdeckung und der Eigenschaften der Korpuskeln beginnen.

Korpuskeln in Vakuumröhren.

Das am längsten bekannte Mittel, die Korpuskeln zu beobachten, besteht darin, daß man durch eine hoch evakuierte Röhre eine elektrische Entladung gehen läßt. Wenn ich durch

diese hoch evakuierte Röhre eine elektrische Entladung sende, so werden Sie bemerken, daß die Glaswände mit lebhafter grüner Phosphorescenz erglühen. Daß dies von etwas herrührt, was von der Kathode — derjenigen Elektrode, von welcher die negative Elektrizität in die Röhre eintritt — in geraden Linien ausgeht, läßt sich in folgender Weise durch einen Versuch zeigen, der vor vielen Jahren von Sir William Crookes ausgeführt wurde. Zwischen der Kathode und der gegenüberstehenden Glaswand ist ein aus einem dünnen Glimmerblättchen geschnittenes Maltheserkreuz angebracht. Wenn ich eine Entladung durch die Röhre sende, so werden Sie bemerken, daß sich die grüne Phosphorescenz jetzt nicht, wie in der Röhre ohne das Kreuz, über die ganze Endfläche der Röhre erstreckt. Am Ende der Röhre ist eine scharf begrenzte Stelle von der Form eines Kreuzes, an welcher keine Phosphorescenz zu beobachten ist. Das Glimmerkreuz hat einen Schatten auf die Röhre geworfen, und die Form des Schattens beweist, daß die Phosphorescenz von etwas herrührt, was von der Kathode in geraden Linien ausgeht und was von der dünnen Glimmerplatte aufgehalten wird. Die grüne Phosphorescenz wird durch Kathodenstrahlen erregt, und es entspann sich seinerzeit eine heftige Kontroverse über die Natur dieser Strahlen. Vorherrschend waren zwei Ansichten. Nach der einen, welche vorzugsweise von englischen Physikern vertreten wurde, waren die Strahlen negativ elektrische Körper, die von der Kathode mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert werden; nach der anderen, die von der Mehrzahl der deutschen Physiker vertreten wurde, waren die Strahlen eine Art von Ätherschwingungen oder Ätherwellen.

Zugunsten der Ansicht, daß die Strahlen negativ geladene Teilchen sind, spricht zunächst der Umstand, daß sie von einem Magnet genau in derselben Weise abgelenkt werden, wie bewegte negativ geladene Teilchen. Wir wissen, daß auf solche Teilchen, wenn sie sich in der Nähe eines Magneten befinden, eine Kraft wirkt, deren Richtung auf der Richtung der magnetischen Kraft und auf der Bewegungsrichtung der Teilchen senkrecht steht. Wenn sich daher die Teilchen horizontal von Osten nach Westen bewegen und die magnetische Kraft horizontal von Norden nach Süden wirkt, so ist die auf die negativ geladenen Teilchen wirkende Kraft vertikal nach unten gerichtet.

Wenn der Magnet in eine solche Lage gebracht wird, daß die magnetische Kraft in derselben Richtung wirkt, in welcher sich das Teilchen bewegt, so wird die letztere durch den Magnet nicht beeinflußt. Dadurch, daß ich den Magnet in geeignete Lagen bringe, kann ich Ihnen zeigen, daß sich die Kathodenpartikel in der von der Theorie angegebenen Richtung bewegen. Die Beobachtungen, welche in einer Vorlesung gemacht werden können, sind natürlich sehr unvollkommen; allein ich kann hinzufügen, daß sorgfältige Messungen der Bewegung der Kathodenstrahlen unter dem Einfluß magnetischer Kräfte zu dem Ergebnis geführt haben, daß sich die Strahlen in dieser Hinsicht genau so verhalten, als ob sie bewegte elektrisch geladene Teilchen seien.

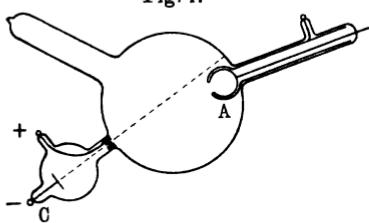
Der nächste Schritt in dem Beweis, daß die Strahlen negativ geladene Teilchen sind, war der Nachweis, daß sie, wenn man sie in einem Metallgefäß auffängt, an dieses eine Ladung negativer

Elektrizität abgeben. Dieser Nachweis wurde zuerst von Perrin geführt. Ich führe den Versuch mit einem etwas abgeänderten Apparat aus. A (Fig. 1) ist ein Metallzylinder mit einer Öffnung in der Seitenfläche. Er befindet sich in einer solchen Stellung, daß er

von den Strahlen, die von C kommen, nur dann getroffen werden kann, wenn diese durch einen Magnet abgelenkt werden. Außerdem ist er mit einem Elektroskop verbunden. Wenn die Strahlen nicht durch die Öffnung in den Zylinder eintreten, so erhält, wie Sie sehen, das Elektroskop keine Ladung. Ich lenke jetzt vermittelst eines Magneten die Strahlen so ab, daß sie durch die Öffnung in den Zylinder eintreten. Sie ersehen aus der Divergenz der Goldblättchen, daß das Elektroskop geladen ist, und wenn wir das Zeichen der Ladung ermitteln, so finden wir, daß es negativ ist.

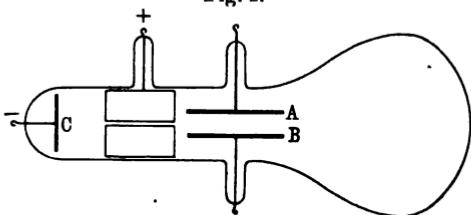
Ablenkung der Strahlen durch einen geladenen Körper.

Wenn die Strahlen mit negativer Elektrizität geladen sind, so müssen sie nicht nur durch einen Magnet, sondern auch durch einen elektrisch geladenen Körper abgelenkt werden. Bei den



ersten Versuchen, die über diesen Punkt ausgeführt wurden, wurde eine solche Ablenkung nicht beobachtet. Man hat gefunden, daß dies seinen Grund darin hatte, daß die Kathodenstrahlen beim Durchgang durch ein Gas dieses zu einem Leiter der Elektrizität machen. Wenn daher das Gefäß, durch welches die Strahlen gehen, eine merkliche Menge Gas enthält, so wird dieses Gas leitend und die Strahlen sind dann von einem Leiter umgeben, der sie vor den Wirkungen der elektrischen Kraft ebenso beschützt, wie die Metallbekleidung eines Elektroskops dieses vor allen äußeren elektrischen Einflüssen beschützt. Dadurch, daß ich die Vakuumröhre so stark evakuierte, daß sie nur noch eine äußerst geringe Menge Luft enthielt, die leitend werden konnte, gelang es mir, diesen störenden Einfluß zu beseitigen und die elektrische Ablenkung der Kathodenstrahlen hervorzubringen. Der Apparat, den ich zu diesem Versuche benutzte,

Fig. 2.

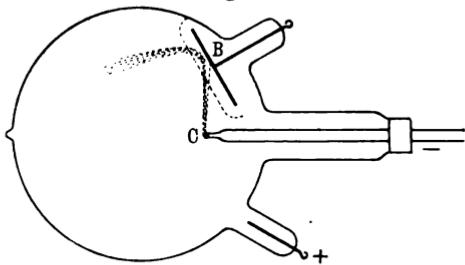


ist in Fig. 2 abgebildet. Die Strahlen gehen auf ihrem Wege durch die Röhre zwischen zwei parallelen Platten, *A*, *B*, hindurch, die mit den Polen einer Akkumulatorenbatterie verbunden werden können. Der Druck in der Röhre ist sehr gering. Sie werden bemerken, daß die Strahlen beträchtlich abgelenkt werden, wenn ich die Platten mit den Polen der Batterie verbinde, und daß die Richtung der Ablenkung anzeigt, daß die Strahlen negativ geladen sind.

Den Einfluß magnetischer und elektrischer Kraft auf diese Strahlen können wir auch mit Hilfe der von Wehnelt entdeckten Tatsache zeigen, daß auf Rotglut erhitztes Calciumoxyd große Mengen Kathodenstrahlen aussendet, wenn es negativ geladen wird. Ich habe hier eine Röhre, deren Kathode aus einem Streifen Platinblech besteht, auf dem sich eine kleine Menge Calciumoxyd befindet. Wenn das Platinblech stark erhitzt wird, so ge-

nügt eine Potentialdifferenz von etwa 100 Volt, um das Ausströmen von Kathodenstrahlen von dem Oxydfleck zu bewirken. Sie werden imstande sein, den Verlauf der Strahlen an dem Leuchten zu verfolgen, welches sie beim Durchgang durch das Gas bewirken. Sie können die Strahlen als eine dünne bläuliche Lichtlinie sehen, die von einem Punkt der Kathode herkommt. Wenn ich einen Magnet in die Nähe bringe, so wird die Linie gekrümmkt; ich kann sie zu einem Kreis oder einer Spirale umbiegen, ich kann sie um die Kathode herumführen und hinter dieselbe zurückbiegen. Dieser Versuch zeigt in sehr auffallender Weise die magnetische Ablenkung der Strahlen. Um die elektrostatische Ablenkung zu zeigen, bediene ich mich der in Fig. 3 abgebildeten Röhre. Ich lade die Platte *B* negativ, so daß sie das Strahlenbüschel, welches von dem Calciumoxydfleck auf der Kathode *C*

Fig. 3.



herkommt, abstößt. Sie sehen, daß das Strahlenbüschel sich von der Platte abwendet und auf einem gekrümmten Wege weitergeht, dessen Abstand von der Platte ich vergrößern und verkleinern kann, indem ich die negative Ladung der Platte vermehre oder vermindere.

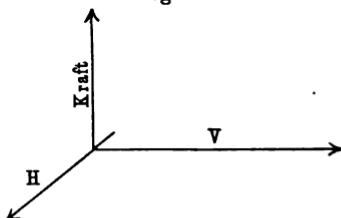
Die Kathodenstrahlen verhalten sich also unter allen Umständen, unter denen wir sie untersucht haben, so, als ob sie negativ geladene Teilchen wären. Sie führen eine Ladung negativer Elektrizität mit sich und sie werden durch elektrische und magnetische Kräfte ebenso abgelenkt, wie negativ geladene Teilchen abgelenkt werden würden.

Nun fand aber Hertz, daß die Kathodenteilchen eine andere Eigenschaft besitzen, die mit der Annahme, daß sie materielle Teilchen sind, unvereinbar zu sein schien. Er fand nämlich, daß

sie sehr dünne Metallblättchen, z. B. Goldblättchen, die zwischen ihnen und dem Glas angebracht waren, zu durchdringen und dann auf dem Glas ein merkliches Leuchten zu erzeugen vermochten. Die Vorstellung, daß Teilchen von der Größe der Gasmoleküle durch eine feste Platte dringen sollten, hatte etwas befreimendes zu einer Zeit, als das Radium noch nicht bekannt war, welches Teilchen von dieser Größe durch Metallplatten schleudert, die noch dicker sind als Goldblättchen. Dies veranlaßte mich, die Natur der Teilchen, welche die Kathodenstrahlen bilden, näher zu untersuchen.

Das Prinzip der befolgten Methode ist folgendes: Wenn ein Teilchen, welches die Ladung e mitführt, sich in einem magnetischen Felde mit der Geschwindigkeit v so bewegt, daß die magnetischen Kraftlinien auf der Bewegungsrichtung des Teilchens senkrecht stehen, so wirkt auf das Teilchen, wenn H die magnetische Kraft ist, eine Kraft gleich Hev . Diese Kraft wirkt in der Richtung, welche auf der magnetischen Kraft und auf der Bewegungsrichtung des Teilchens senkrecht steht. Wenn also das Teilchen, wie in Fig. 4, sich horizontal bewegt und die magnetische Kraft senkrecht auf der Ebene der Zeichnung steht und nach vorn gerichtet ist, so wirkt auf das negativ geladene Teilchen eine vertikal nach oben gerichtete Kraft. Daher wird das Strahlenbüschel und mit ihm der grüne Phosphoreszenzfleck, den es auf der Glaswand erzeugt, nach oben abgelenkt. Wenn nun die beiden parallelen Platten A und B (Fig. 2), zwischen denen sich das Strahlenbüschel bewegt, mit Elektrizität geladen werden, und zwar die obere Platte negativ und die untere positiv, so werden die Kathodenstrahlen von der oberen Platte mit einer Kraft Xe abgestoßen, wenn X die elektrische Kraft zwischen den Platten ist. Wenn daher die Platten geladen werden, während das magnetische Feld auf die Strahlen wirkt, so wird die magnetische Kraft die Strahlen nach oben zu senden streben, während die Ladung der Platten sie nach unten zu senden strebt. Wir können die elektrische und die magnetische Kraft so regulieren,

Fig. 4:



daß sie sich gegenseitig aufheben, daß also das Strahlenbüschel horizontal in gerader Linie zwischen den Platten hindurchgeht und der grüne Phosphoreszenzfleck keine Verschiebung erleidet. Wenn dies der Fall ist, so ist die Kraft des magnetischen Feldes Xe , und wir haben

$$Hev = Xe,$$

also

$$v = \frac{X}{H}.$$

Wenn wir also, was leicht auszuführen ist, die Werte von X und H für den Fall messen, daß die Strahlen nicht abgelenkt werden, so können wir den Wert von v , der Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen. Die in dieser Weise gefundene Geschwindigkeit der Strahlen ist sehr groß; sie ändert sich bedeutend mit dem Druck des in der Röhre noch vorhandenen Gases. In einer sehr hoch evakuierten Röhre kann sie gleich einem Drittel der Lichtgeschwindigkeit, also etwa gleich 60 000 Meilen pro Sekunde sein; in Röhren, die nicht so hoch evakuiert sind, kann sie nicht größer als 5000 Meilen pro Sekunde sein, aber in allen Fällen, wenn die Kathodenstrahlen in Röhren erzeugt werden, ist ihre Geschwindigkeit größer als alle Geschwindigkeiten von Körpern, die wir kennen. Sie ist z. B. viertausendmal größer als die mittlere Geschwindigkeit, mit der sich die Wasserstoffmoleküle bei gewöhnlicher Temperatur, ja bei jeder bis jetzt erreichten Temperatur bewegen.

Bestimmung von e/m .

Nachdem wir die Geschwindigkeit der Strahlen gefunden haben, wollen wir in dem vorhergehenden Versuche die magnetische Kraft entfernen und auf die Strahlen nur die elektrische Kraft wirken lassen. Dann wirkt auch auf die Teilchen, aus denen die Strahlen bestehen, eine konstante, vertikal nach unten gerichtete Kraft, und das Problem ist im wesentlichen das einer Kugel, die in horizontaler Richtung mit der Geschwindigkeit v fortgeschleudert wird und die unter dem Einfluß der Schwerkraft fällt. Wir wissen, daß in der Zeit t der Körper die Höhe $\frac{1}{2}gt^2$ durchfällt, wenn g die Vertikalschleunigung ist; in unserem Falle ist die Vertikalschleunigung gleich Xe/m , wenn m die Masse des Teilchens ist; die Zeit, welche es fällt, ist l/v , wenn l die horizontal ge-

messene Weglänge ist und v die Geschwindigkeit, mit der es fortgeschleudert wird. Also ist die Höhe, die das Teilchen durchfallen hat, wenn es das Glas erreicht, d. h. die Verschiebung des Phosphoreszenzfleckes, den die Strahlen auf dem Glas hervorbringen, gleich

$$\frac{1}{2} \frac{Xe}{m} \frac{l^2}{v^2}.$$

Den Abstand d , um den der Phosphoreszenzfleck nach unten verschoben wird, können wir leicht messen, und da wir v gefunden haben und X und l leicht gemessen werden können, so erhalten wir e/m aus der Gleichung:

$$\frac{e}{m} = \frac{2dv^2}{Xl^2}.$$

Die Ergebnisse der Bestimmungen der Werte von e/m , die nach dieser Methode ausgeführt worden sind, sind sehr interessant, da man gefunden hat, daß wir stets denselben Wert von e/m für alle Teilchen in den Strahlen erhalten, einerlei, wie die Kathodenstrahlen erzeugt werden. Wir können z. B. durch Veränderung der Gestalt der Entladungsrohre und des Gasdruckes in der Röhre bedeutende Veränderungen in der Geschwindigkeit der Teilchen bewirken, aber der Wert von e/m ist konstant, wenigstens solange die Geschwindigkeit der Teilchen nicht so groß wird, daß sie sich nahezu so schnell wie das Licht bewegen, in welchem Falle, wie wir später sehen werden, andere Erwägungen in Betracht kommen. Der Wert von e/m ist nicht nur unabhängig von der Geschwindigkeit. Noch merkwürdiger ist es, daß er von der Natur der Elektroden, die wir benutzen, sowie von der Natur des Gases in der Röhre unabhängig ist. Die Teilchen, welche die Kathodenstrahlen bilden, müssen entweder von dem Gas in der Röhre oder von den Elektroden kommen; wir können jedoch für die Elektroden jede beliebige Substanz benutzen und die Röhre mit jedem beliebigen Gas füllen, ohne daß sich der Wert von e/m ändert.

Dieser konstante Wert ist, wenn wir e/m in Einheiten des CGS-Systems messen, ungefähr gleich $1,7 \times 10^7$. Wenn wir diesen Wert für das Verhältnis von Ladung und Masse mit den entsprechenden Werten für andere Systeme vergleichen, von denen wir ihn kennen, so finden wir, daß er von ganz anderer Größenordnung ist. Bevor die Kathodenstrahlen untersucht waren, war

das geladene Wasserstoffatom bei der Elektrolyse von Flüssigkeiten das System, welches den größten bekannten Wert für e/m hatte, und in diesem Falle ist der betreffende Wert nur 10^4 ; für die Korpuskel in den Kathodenstrahlen ist also der Wert von e/m 1700 mal so groß als der Wert der entsprechenden Größe für das geladene Wasserstoffatom. Diese auffallende Verschiedenheit muß ihren Grund entweder darin haben, daß die Masse der Korpuskel im Vergleich mit der Masse des Wasserstoffatoms, die bis vor kurzem in der Physik die kleinste bekannte Masse war, sehr klein ist, oder darin, daß die Ladung der Korpuskel sehr viel größer ist als die Ladung des Wasserstoffatoms. Nun hat man nach einer Methode, die ich sogleich beschreiben werde, gefunden, daß die elektrische Ladung in beiden Fällen ziemlich genau dieselbe ist. Wir müssen daher annehmen, daß die Masse der Korpuskel nur ungefähr $1/1700$ der Masse des Wasserstoffatoms ist. Das Atom ist daher nicht die äußerste Grenze der Teilbarkeit der Materie; wir können vom Atom weiter auf die Korpuskel zurückgehen, und diese ist immer dieselbe, einerlei, aus welcher Quelle sie stammen mag.

Verbreitung der Korpuskeln.

Die Kathodenstrahlen bilden eine etwas künstliche, aber nicht die einzige Quelle, aus der wir Korpuskeln erhalten können. Nachdem sie einmal entdeckt waren, zeigte es sich, daß sie außerordentlich verbreitet sind. Sie werden von Metallen ausgestrahlt, wenn diese auf Rotglut erhitzt werden. Sie haben bereits gesehen, in welcher Menge sie von erhitztem Calciumoxyd abgegeben werden. Jede Substanz gibt, wenn sie erhitzt wird, in mehr oder weniger hohem Grade Korpuskeln ab; ja wir können die Ausstrahlung derselben bei einigen Substanzen, z. B. bei Rubidium und bei der Legierung von Natrium und Kalium, selbst bei gewöhnlicher Temperatur nachweisen, und wir dürfen vielleicht annehmen, daß bei allen Substanzen eine gewisse Ausstrahlung stattfindet, wenn auch unsere Instrumente zurzeit nicht empfindlich genug sind, um sie zu entdecken, wenn sie nicht außergewöhnlich stark ist.

Korpuskeln werden auch von Metallen und anderen Körpern, namentlich aber von den Alkalimetallen ausgestrahlt, wenn diese dem Licht ausgesetzt werden. Sie werden fortwährend in großen Mengen und mit großen Geschwindigkeiten von den radioaktiven

Substanzen, wie Uran und Radium, ausgesandt; sie entstehen in großen Mengen, wenn Salze in Flammen gebracht werden, und es ist im höchsten Grade wahrscheinlich, daß die Erde von Korpuskeln erreicht wird, die von der Sonne kommen.

Die Korpuskel ist aber sehr weit verbreitet, aber wo sie auch angetroffen wird, bewahrt sie ihre Individualität, d. h. e/m hat immer ein und denselben konstanten Wert.

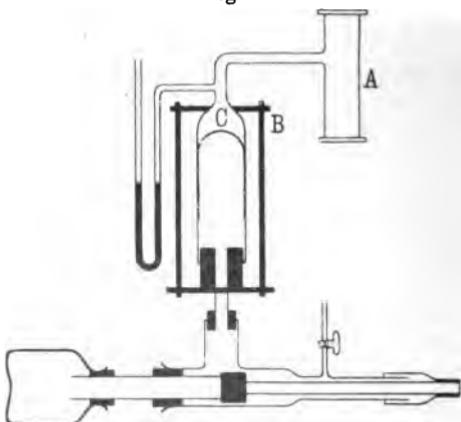
Die Korpuskel scheint unter den verschiedenartigsten Bedingungen einen Teil aller Arten von Materie zu bilden; es liegt daher nahe, sie als einen der Bausteine zu betrachten, aus denen das Atom aufgebaut ist.

Größe der von der Korpuskel mitgeführten elektrischen Ladung.

Ich komme jetzt auf den Beweis zurück, daß der hohe Wert von e/m für die Korpuskel im Vergleich mit dem Werte für das Wasserstoffatom von der Kleinheit der Masse m , nicht von der Größe der Ladung e herröhrt. Dies können wir durch wirkliche Messung des Wertes von e beweisen, wobei wir uns einer Entdeckung von C. T. R. Wilson bedienen, daß nämlich eine geladene Partikel als Kern wirkt, um den sich Wasserdampf zu Tropfen verdichtet. Wenn wir Luft, die mit Wasserdampf gesättigt ist, abkühlen, so daß sie übersättigt sein würde, wenn sich keine Feuchtigkeit ausschiede, so würden, wie wir wissen, in Anwesenheit von Staub die Staubteilchen als Kerne wirken, um die sich das Wasser verdichtet, was die bekannten Erscheinungen von Nebel und Regen zur Folge hat. Wenn dagegen die Luft vollkommen staubfrei ist, so können wir sie beträchtlich abkühlen, ohne daß eine Ausscheidung von Feuchtigkeit stattfindet. In Abwesenheit von Staub bildet sich, wie C. T. R. Wilson gezeigt hat, eine Wolke erst dann, wenn die Temperatur so stark erniedrigt wird, daß die Luft achtfach übersättigt ist. Wenn aber diese Temperatur erreicht ist, so entsteht auch in staubfreier Luft ein dicker Nebel. Wenn geladene Teilchen in dem Gas anwesend sind, so ist, wie Wilson gefunden hat, eine viel geringere Abkühlung hinreichend, um den Nebel zu erzeugen; es ist nur eine vierfache Übersättigung erforderlich, wenn die geladenen Teilchen diejenigen sind, welche in einem Gas enthalten sind, wenn es sich in dem Zustand befindet, in welchem es die Elektrizität leitet.

Jedes der geladenen Teilchen wird zu einem Mittelpunkt, um den sich ein Wassertropfen bildet; die Tropfen bilden eine Wolke und so werden die geladenen Teilchen, so klein sie auch anfangs sind, jetzt sichtbar und können beobachtet werden. Der Einfluß der geladenen Teilchen auf die Bildung einer Wolke läßt sich sehr deutlich durch folgenden Versuch veranschaulichen. Das Gefäß A (Fig. 5), welches in Berührung mit Wasser ist, ist bei der Temperatur des Zimmers mit Feuchtigkeit gesättigt. Dies Gefäß steht in Verbindung mit dem Zylinder B, in welchem sich ein großer Kolben C bewegt. Bei Beginn des Versuches befindet sich der Kolben in seiner höchsten Stellung. Dann wird plötzlich die Luft

Fig. 5.



unterhalb des Kolvens weggepumpt; infolgedessen drückt die Luft oberhalb des Kolvens diesen plötzlich nach unten, und die Luft in dem Gefäß A dehnt sich sehr schnell aus. Wenn sich aber die Luft ausdehnt, so kühlt sie sich ab; die Luft in A wird also kälter, und da sie vor der Abkühlung mit Feuchtigkeit gesättigt war, ist sie jetzt übersättigt. Wenn kein Staub anwesend ist, so findet eine Ausscheidung von Feuchtigkeit nur dann statt, wenn die Luft in A bis auf eine so niedrige Temperatur abgekühlt wird, daß die zur Sättigung erforderliche Feuchtigkeitsmenge nur ungefähr ein Achtel der wirklich vorhandenen Menge ist. Der Grad der Abkühlung und also auch der Übersättigung hängt aber von der Größe des Kolbenhubes ab; je größer derselbe ist, desto

stärker ist die Abkühlung. Ich kann den Kolbenhub so regulieren, daß die Übersättigung weniger als achtfach, aber mehr als vierfach ist. Wir entfernen jetzt den Staub aus der Luft, indem wir in der staubigen Luft eine Wolke nach der anderen erzeugen; während sie niedersinken, nehmen sie den Staub mit, ebenso wie in der Natur der niederfallende Regen die Luft reinigt. Schließlich wird keine Wolke mehr sichtbar, wenn wir die Ausdehnung bewirken. Wir machen jetzt das Gas leitend, indem wir etwas Radium in die Nähe des Gefäßes A bringen; dies erzeugt in dem Gas große Mengen sowohl positiv geladener als auch negativ geladener Teilchen. Wenn wir jetzt die Expansion bewirken, so entsteht eine außerordentlich dichte Wolke. Daß dies von der Elektrisierung des Gases herröhrt, läßt sich durch folgenden Versuch zeigen. Auf der Innenseite der Gefäßwand von A haben wir zwei vertikale isolierte Platten, welche elektrisiert werden können; wenn dies geschieht, so ziehen die Platten die geladenen Teilchen ebenso schnell, wie sie entstehen, aus dem Gas heraus, so daß wir durch Elektrisierung der Platten die geladenen Teilchen aus dem Gas entfernen oder doch wenigstens ihre Zahl bedeutend vermindern können. Ich wiederhole jetzt den Versuch, lade aber zunächst die Platten, bevor ich das Radium annähre. Sie sehen, daß die Anwesenheit des Radiums auf die schwache Wolke kaum einen verstärkenden Einfluß ausübt. Jetzt entlade ich die Platten, und wenn ich die Expansion bewirke, so ist die Wolke so dicht, daß sie ganz undurchsichtig ist.

Wir können die Tropfen dazu benutzen, die Ladung der Teilchen zu ermitteln. Denn wenn wir den Kolbenhub kennen, so können wir hieraus den Grad der Übersättigung und aus diesem die Wassermenge ableiten, die bei der Bildung der Wolke ausgeschieden wird. Das Wasser wird in Form einer Anzahl kleiner Tropfen ausgeschieden, die alle dieselbe Größe haben. Die Anzahl der Tropfen ist also gleich dem Volumen des ausgeschiedenen Wassers, dividiert durch das Volumen eines einzelnen Tropfens. Wenn wir also das Volumen eines einzelnen Tropfens finden, so können wir die Anzahl der Tropfen finden, die sich um die geladenen Teilchen herum gebildet haben. Wenn die Anzahl der Teilchen nicht zu groß ist, so ist jedes von einem Tropfen umgeben, und wir können also die Anzahl der geladenen Teilchen finden.

Wenn wir die Geschwindigkeit beobachten, mit welcher die Tropfen langsam fallen, so können wir die Größe der Tropfen bestimmen. Infolge der Viskosität oder inneren Reibung der Luft fallen kleine Körper nicht mit gleichförmig beschleunigter Geschwindigkeit, sondern sie erreichen bald eine Geschwindigkeit, welche für den Rest des Falles unverändert bleibt; je kleiner der Körper ist, desto geringer ist diese Geschwindigkeit, und Sir George Stokes hat bewiesen, daß die Geschwindigkeit v eines fallenden Regentropfens durch die Formel

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2}{\mu}$$

gegeben ist, in welcher a der Radius des Tropfens, g die Be schleunigung der Schwerkraft und μ der Koeffizient der inneren Reibung der Luft ist. Wenn wir die Werte von g und μ ein setzen, so erhalten wir:

$$v = 1,28 \times 10^6 a^2.$$

Wenn wir also v messen, so können wir a , den Radius des Tropfens bestimmen. Wir können in dieser Weise das Volumen eines Tropfens finden und können daher, wie oben auseinander gesetzt wurde, die Anzahl der Tropfen, also die Anzahl der geladenen Teilchen berechnen. Es bietet keine Schwierigkeit, durch elektrische Methoden die Gesamtladung dieser Teilchen zu finden; und da wir die Anzahl der Teilchen kennen, so können wir auch die Ladung des einzelnen Teilchens berechnen.

Dies war die Methode, nach welcher ich zuerst die Ladung des Teilchens bestimmte. Seitdem hat H. A. Wilson eine einfachere Methode benutzt, die sich auf die folgenden Prinzipien stützt. C. T. R. Wilson hat gezeigt, daß sich die Wassertropfen leichter auf negativ geladenen Teilchen verdichten als auf positiv geladenen. Es ist daher möglich, durch Regulierung der Expansion Wassertropfen um die negativen Teilchen, aber nicht um die positiven Teilchen zu erhalten; bei dieser Expansion sind daher alle Tropfen negativ elektrisiert. Die Größe und also auch das Gewicht dieser Tropfen kann in der angegebenen Weise durch Messung ihrer Fallgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwerkraft ermittelt werden. Wenn wir nun über die Tropfen einen positiv geladenen Körper halten, so werden die Tropfen, da sie negativ geladen sind, nach der positiven Elektrizität hin an-

gezogen. Infolgedessen wird die nach unten wirkende Kraft vermindert und die Tropfen fallen nicht so schnell, wie sie ohne die elektrische Anziehung fallen würden. Wenn wir die elektrische Anziehung so regulieren, daß die auf jeden Tropfen nach oben wirkende Kraft gleich dem Gewicht des Tropfens ist, so werden die Tropfen nicht fallen, sondern wie Mohammeds Sarg zwischen Himmel und Erde schweben. Wenn wir dann die elektrische Kraft so regulieren, daß die Tropfen weder fallen noch steigen, so wissen wir, daß die auf den Tropfen nach oben wirkende Kraft gleich dem Gewicht des Tropfens ist, welches wir bereits durch Messung der Geschwindigkeit bestimmt haben, mit welcher der Tropfen fällt, wenn keine elektrische Kraft auf ihn wirkt. Wenn X die elektrische Kraft, e die Ladung des Tropfens und w sein Gewicht ist, so haben wir für den Fall des Gleichgewichtes:

$$Xe = w.$$

Da X leicht gemessen werden kann und w bekannt ist, so können wir vermittelst dieser Gleichung e , die Ladung des Tropfens bestimmen. Der nach dieser Methode gefundene Wert von e ist gleich $3,1 \times 10^{-10}$ elektrostatischen oder 10^{-20} elektromagnetischen Einheiten. Dieser Wert ist derselbe wie derjenige der Ladung eines Wasserstoffatoms bei der Elektrolyse verdünnter Lösungen, der annähernd schon seit langer Zeit bekannt war.

Es mag vielleicht der Einwand erhoben werden, daß die in den vorhergehenden Versuchen gemessene Ladung die Ladung eines Moleküls oder eines Aggregates von Molekülen des Gases und nicht die Ladung einer Korpuskel ist. Dieser Einwand kann aber bei einem anderen Verfahren, nach dem ich den Versuch ausführte, nicht gemacht werden. In diesem Falle wurde die Ladung der Teilchen nicht dadurch bewirkt, daß das Gas der Einwirkung von Radium ausgesetzt wurde, sondern dadurch, daß man auf eine mit dem Gas in Berührung befindliche Metallplatte ultraviolettes Licht fallen ließ. In diesem Falle geht, wie Versuche, die in einem sehr hohen Vakuum ausgeführt wurden, beweisen, die Elektrisierung, welche ausschließlich negativ ist, von dem Metall in Form von Korpuskeln aus. Wenn ein Gas anwesend ist, so stoßen die Korpuskeln mit Gasmolekülen zusammen und bleiben an diesen hängen. Wenn es daher auch die Moleküle sind, die geladen sind, so ist die Ladung eines Moleküls

gleich der Ladung einer Korpuskel, und wenn wir die Ladung der Moleküle nach den soeben beschriebenen Methoden bestimmen, so bestimmen wir damit die Ladung der Korpuskel. Der Wert der Ladung ist derselbe, einerlei, ob die Elektrisierung durch ultraviolettes Licht oder durch Radium bewirkt wird.

Wir haben soeben gesehen, daß e , die Ladung der Korpuskel, in elektromagnetischen Einheiten gleich 10^{-20} ist, und wir haben früher gefunden, daß e/m , wenn m die Masse der Korpuskel ist, gleich $1,7 \times 10^7$ ist. Also ist $m = 6 \times 10^{-28}$ g.

Zur besseren Veranschaulichung wollen wir die Masse der Korpuskel mit der Masse des Wasserstoffatoms vergleichen. Wir haben gesehen, daß für die Korpuskel $e/m = 1,7 \times 10^7$ ist; für ein Wasserstoffatom dagegen ist $E/M = 10^4$, wenn E die Ladung des Wasserstoffatoms bei der Elektrolyse verdünnter Lösungen und M die Masse des Wasserstoffatoms ist. Also ist $e/m = 1700 E/M$. Der nach den angegebenen Methoden gefundene Wert von e stimmt, wie bereits bemerkt wurde, sehr gut mit dem schon lange annähernd bekannten Werte von E überein. Townsend hat eine Methode benutzt, nach der der Wert von e/E direkt gemessen wurde, und hat auch in dieser Weise gefunden, daß $e = E$ ist. Da nun $e/m = 1700 E/M$ ist, so ist $M = 1700 m$, d. h. die Masse einer Korpuskel ist ungefähr gleich $1/1700$ der Masse des Wasserstoffatoms.

In allen bekannten Fällen, in denen negative Elektrizität in Gasen bei sehr niedrigem Druck vorkommt, kommt sie in Form von Korpuskeln, kleinen Körpern von unveränderlicher Ladung und Masse vor. Ganz anders verhält es sich mit der positiven Elektrizität.

Die Träger der positiven Elektrizität.

Beispiele von positiv geladenen Teilchen haben wir in verschiedenen Erscheinungen. Einer der ersten Fälle, die untersucht

Fig. 6.



wurden, sind die von Goldstein entdeckten „Kanalstrahlen“. Ich habe hier eine hoch evakuierte Röhre (Fig. 6) mit einer Kathode, durch die eine große Anzahl von Löchern gebohrt ist. Wenn ich eine Entladung durch diese Röhre sende, so werden Sie die Kathoden-

strahlen von der Kathode nach vorn ausstrahlen sehen. Außer diesen sehen Sie andere Strahlen, welche durch die Löcher in der Kathode strömen und auf der Rückseite der Kathode durch das Gas gehen. Dies sind die sogenannten „Kanalstrahlen“. Sie sehen, daß sie ebenso wie die Kathodenstrahlen das Gas leuchtend machen, aber die Farbe des durch die Kanalstrahlen bewirkten Leuchtens ist nicht dieselbe wie bei den Kathodenstrahlen. Besonders auffallend ist der Unterschied bei Helium, indem hier das durch die Kanalstrahlen bewirkte Leuchten gelblichbraun, dagegen das durch die Kathodenstrahlen bewirkte bläulich ist. Auch das Leuchten, welches entsteht, wenn die Strahlen einen festen Körper treffen, ist von ganz anderer Art. Dies zeigt sich sehr deutlich, wenn man die Kathodenstrahlen und die Kanalstrahlen auf Lithiumchlorid fallen läßt. Unter dem Einfluß der Kathodenstrahlen strahlt das Salz ein stahlblaues Licht aus und das Spektrum ist ein kontinuierliches; unter dem Einfluß der Kanalstrahlen dagegen strahlt das Salz ein glänzendes rotes Licht aus und das Spektrum zeigt die Lithiumlinie. Es ist eine sehr interessante Tatsache, daß die Linien in den Spektren der Alkalimetalle bedeutend leichter erhalten werden, wenn die Kanalstrahlen auf Salze des Metalles fallen, als wenn sie auf das Metall selbst fallen. Wenn z. B. die Oberfläche der flüssigen Legierung von Natrium und Kalium von Kanalstrahlen bombardiert wird, so leuchten die Oxydflecken auf der Oberfläche mit hellem, gelbem Licht, während der blanke Teil der Oberfläche ganz dunkel ist.

Die Kanalstrahlen werden von einem Magnet abgelenkt, aber bei weitem nicht in demselben Grade wie die Kathodenstrahlen. Auch werden sie in der entgegengesetzten Richtung abgelenkt, woraus hervorgeht, daß sie positiv geladen sind.

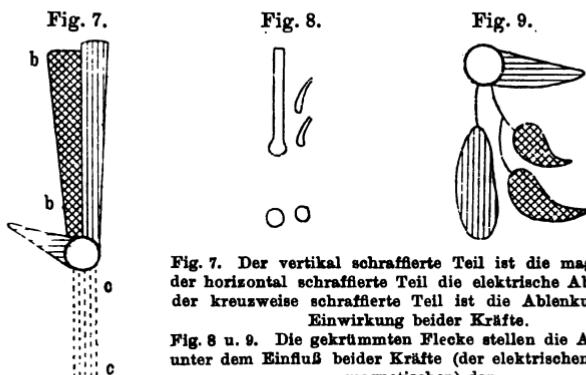
Wert von e/m für die Teilchen in den Kanalstrahlen.

W. Wien hat dieselben Methoden, welche zur Bestimmung von e/m für die Kathodenstrahlen gedient haben, auch zur Bestimmung dieser Größe für die Kanalstrahlen benutzt. Die Verschiedenheit der Ergebnisse für die beiden Strahlenarten ist sehr interessant. Bei den Kathodenstrahlen kann die Geschwindigkeit verschiedener Strahlen in derselben Röhre verschieden sein, aber

der Wert von e/m für diese Strahlen ist sowohl von der Geschwindigkeit als auch von der Natur des Gases und der Elektroden unabhängig. Bei den Kanalstrahlen haben wir in demselben Strahlenbüschel nicht nur verschiedene Geschwindigkeiten, sondern auch verschiedene Werte von e/m . Auch die Verschiedenheit der Werte von e/m für die Kathodenstrahlen und die Kanalstrahlen ist sehr bemerkenswert. Für die Kathodenstrahlen ist e/m immer gleich $1,7 \times 10^7$; dagegen ist für die Kanalstrahlen der größte Wert, welcher beobachtet worden ist, 10^4 , welches auch der Wert von e/m für die Wasserstoffionen bei der Elektrolyse verdünnter Lösungen ist. Wenn die Kanalstrahlen durch Wasserstoff gehen, so ist der Wert von e/m für einen großen Teil der Strahlen 10^4 . Es sind jedoch selbst in Wasserstoff einige Strahlen vorhanden, für die e/m viel kleiner als 10^4 ist und die selbst durch sehr starke Magnetfelder nur sehr wenig abgelenkt werden. Wenn die Kanalstrahlen durch sehr reinen Sauerstoff gehen, so ist, wie Wien gefunden hat, der Wert von e/m für die deutlichsten Strahlen ungefähr 750; dies ist nicht wesentlich verschieden von dem Werte, wie er sein würde, wenn die Ladung dieselbe wäre wie für die Kanalstrahlen in Wasserstoff, während die Masse im Verhältnis der Masse eines Atoms Sauerstoff zur Masse eines Atoms Wasserstoff größer wäre. Neben diesen Strahlen in Sauerstoff wurden andere beobachtet, für die der Wert von e/m noch kleiner war, und auch solche, für die e/m gleich 10^4 war.

Da die Kanalstrahlen oder Strahlen positiver Elektrizität ein vielversprechendes Feld für Untersuchungen über die Natur der positiven Elektrizität bilden, habe ich unlängst eine Reihe von Versuchen über diese Strahlen in verschiedenen Gasen ausgeführt; es wurden die Ablenkungen gemessen, welche diese Strahlen unter der Wirkung elektrischer und magnetischer Kräfte erleiden, um hieraus die Werte von e/m und v abzuleiten. Wenn der Druck des Gases nicht zu niedrig ist, so wird der helle Fleck, der durch das Auffallen dieser Strahlen auf den phosphoreszierenden Schirm erzeugt wird, durch elektrische und magnetische Kräfte zu einem kontinuierlichen Band abgelenkt, welches sich wie Fig. 7 zeigt, von dem nicht abgelenkten Teile aus nach beiden Seiten hin erstreckt; der Teil auf der einen Seite (*c c*) ist viel schwächer als der auf der anderen, und auch etwas kürzer als

dieser. Die Richtung der Ablenkung des Bandes *cc* zeigt, daß es durch Teilchen erzeugt wird, die negativ geladen sind, während das hellere Band *bb* durch positiv geladene Teilchen erzeugt wird. Die negativ geladenen Teilchen, welche das Band *cc* erzeugen, sind keine Korpuskeln, denn aus den Ablenkungen in diesem Bande können wir den Wert von e/m finden; da dieser Wert von der Ordnung 10^4 ist, so sehen wir, daß die Masse des Trägers der Masse eines Atoms vergleichbar und also ungeheuer viel größer als die Masse einer Korpuskel ist. Wenn der Druck sehr niedrig ist, so verschwindet der in der negativen Richtung abgelenkte Teil der Phosphorescenz und der Phosphorescenzfleck wird nicht durch die elektrische und die magnetische Kraft zu



einem kontinuierlichen Band gestreckt, sondern er zerfällt in zwei Flecke von der Form der gekrümmten Teile in Fig. 8 und 9.

Die erstere Figur stellt das Aussehen der Flecke bei sehr niedrigen Drucken dar, während sich die letztere auf einen etwas höheren Druck bezieht. Für den einen dieser Flecke ist der Maximalwert von e/m ungefähr 10^4 , und für den anderen ungefähr 5×10^3 . Das Aussehen der Flecke und die Werte von e/m sind bei diesen sehr niedrigen Drucken dieselben, einerlei, ob die Röhre ursprünglich mit Luft, Wasserstoff oder Helium gefüllt ist. Ein anderer Versuch, den ich ausführte, bestand darin, daß ich die Röhre so stark evakuierte, daß der Druck zu niedrig war, um die Entladung durchzulassen, und dann in die Röhre eine sehr geringe Gasmenge eintreten ließ, um den Druck zu erhöhen und

den Durchgang der Ladung durch die Röhre zu ermöglichen. Die verwendeten Gase waren Luft, Kohlendioxyd, Sauerstoff, Wasserstoff, Helium, Argon und Neon; das Aussehen der Phosphorescenz war in allen Fällen dasselbe. Es entstanden immer zwei Flecke, von denen der eine den Wert $e/m = 10^4$, der andere den Wert $e/m = 5 \times 10^3$ hatte. Bei diesen sehr niedrigen Drucken ist die Intensität des elektrischen Feldes in der Entladungsrohre sehr groß.

Wenn der Druck in der Röhre nicht sehr niedrig ist, so hängt die Natur der positiven Strahlen in erheblichem Grade von der Natur des Gases ab, mit dem die Röhre gefüllt ist. In Luft ist z. B. bei diesen Drucken der Phosphoreszenzfleck zu einem geraden Band wie in Fig. 7 gestreckt; der Maximalwert von e/m für dieses Band ist 10^4 . In Wasserstoff wird bei geeigneten Drucken der Fleck in zwei Bänder wie in Fig. 10 gestreckt; für das eine dieser Bänder ist der Maximalwert für $e/m = 10^4$,

Fig. 10.



Fig. 11.



für das andere 5×10^3 . In Helium entstehen ebenfalls zwei Bänder wie in Fig. 11, aber während der Maximalwert von e/m in einem dieser Bänder 10^4 ist, derselbe wie für das entsprechende Band in Wasserstoff, ist der Maximalwert von e/m in dem anderen Band nur $2,5 \times 10^3$. Hieraus ersehen wir, daß das Verhältnis der Massen der Träger in den beiden Bändern gleich dem Verhältnis der Massen der Atome von Wasserstoff und Helium ist.

Bei einigen Drucken entstehen in Helium drei Bänder, für welche der Wert von e/m bzw. 10^4 , 5×10^3 und $2,5 \times 10^3$ ist.

Das kontinuierliche Band, in welches der helle Phosphoreszenzfleck gestreckt wird, wenn der Druck nicht äußerst niedrig; ist, läßt sich in folgender Weise erklären.

Die Strahlen müssen auf ihrem Wege nach dem Schirm durch Gas hindurchgehen, welches durch den Durchgang der Strahlen ionisiert ist. Dieses Gas enthält daher freie Korpuskeln. Die Teilchen, welche die Strahlen bilden, besitzen eine positive Ladung einige derselben können auf den Durchgang durch das Gas eine Korpuskel anziehen, und die negative Ladung der letzteren wird

dann die positive Ladung des Teilchens neutralisieren. Wenn sich die Teilchen in diesem neutralen Zustande befinden, so können sie durch Zusammenstoß ionisiert werden und wieder eine positive Ladung annehmen, oder sie können dadurch, daß sie eine andere Korpuskel anziehen, negativ geladen werden, und dieser Vorgang kann sich auf dem Wege bis zu dem Schirm wiederholen. So können einige von den Teilchen, anstatt während der ganzen Zeit, die sie der Einwirkung der elektrischen und der magnetischen Kraft ausgesetzt sind, positiv geladen zu sein, während eines Teils dieser Zeit ungeladen oder sogar negativ geladen sein. Die Ablenkung eines Teilchens wird nun dem Mittelwert seiner Ladung während der Einwirkung der elektrischen und der magnetischen Kraft proportional sein; wenn das Teilchen während eines Teils der Zeit ohne Ladung ist, so wird seine Ablenkung geringer sein als die Ablenkung eines Teilchens, welches während der ganzen Zeit seine positive Ladung beibehalten hat, während die kleine Anzahl von Teilchen, die längere Zeit eine negative Ladung haben als eine positive, in der entgegengesetzten Richtung abgelenkt werden und die schwache Phosphorescenz erzeugen, die in der entgegengesetzten Richtung wie der größte Teil derselben abgelenkt wird.

Es ist sehr bemerkenswert, daß man, selbst wenn die größten Vorsichtsmaßregeln getroffen werden, um Wasserstoff aus der Röhre fernzuhalten, bei allen Drucken eine große Menge von Strahlen erhält, für die $e/m = 10^4$, dem Wert für das Wasserstoffatom ist; und in vielen Fällen ist dies der einzige bestimmte Wert von e/m , welcher beobachtet wird, weil das kontinuierliche Band, in welchem wir alle Werte von e/m haben, wie wir gesehen haben, nicht von Änderungen von m , sondern von Änderungen des mittleren Wertes von e herrührt.

Wenn die Anwesenheit von Strahlen, für die $e/m = 10^4$ ist, allein von Wasserstoff herrührte, der dem Gas, mit dem die Röhre gefüllt ist, als Verunreinigung beigemengt ist, so daß die positiven Teilchen Wasserstoff wären, der durch die von der Kathode ausgesandten Korpuskeln ionisiert ist, so müßten, da die Ionisierung in der Absonderung einer Korpuskel von dem Molekül besteht, die positiv geladenen Teilchen Wasserstoffmoleküle und nicht Wasserstoffatome sein.

Ferner erhalten wir bei sehr niedrigen Drucken, wenn das

elektrische Feld sehr stark ist, dieselben beiden Typen von Trägern, einerlei, welche Art Gas in der Röhre ist. Für den einen dieser Typen ist $e/m = 10^4$ und für den anderen $e/m = 5 \times 10^3$; der zweite Wert ist derselbe wie bei den positiven Teilchen, die von radioaktiven Substanzen ausgestrahlt werden. Dies erklärt sich am einfachsten in der Weise, daß unter den Bedingungen, die in der Entladungsrohre herrschen, bei diesen sehr niedrigen Drucken alle Gase positive Teilchen abgeben, die mit den Korpuskeln insofern Ähnlichkeit haben, als sie von der Natur des Gases, von welchem sie kommen, unabhängig sind, die sich aber von den Korpuskeln dadurch unterscheiden, daß sie Massen haben, die der Masse eines Wasserstoffatoms vergleichbar sind, während die Masse einer Korpuskel nur $1/1700$ dieser Masse ist. Der eine Typus positiver Teilchen hat eine Masse, die gleich der Masse eines Wasserstoffatoms ist, der andere Typus hat eine doppelt so große Masse; und aus den Versuchen, welche ich soeben beschrieben habe, geht hervor, daß bei sehr niedrigem Druck und hoher Intensität des elektrischen Feldes sämtliche positiv geladenen Teilchen einem dieser beiden Typen angehören.

Für die positiv geladenen Teilchen in den Kanalstrahlen hängt, wie wir gesehen haben, der Wert von e/m , wenn der Druck nicht zu niedrig ist, von der Art des Gases in der Röhre ab, und zwar ist der kleinste Wert von m mit der Masse eines Wasserstoffatoms vergleichbar; er ist also stets ungeheuer viel größer als die Träger der negativen Ladung in den Kathodenstrahlen. Wir kennen keinen Fall, in welchem die Masse des positiv geladenen Teilchens kleiner ist als die Masse des Wasserstoffatoms.

Positive Ionen von glühenden Drähten.

Wenn ein Metalldraht auf Rotglut erhitzt wird, so gibt er positiv geladene Teilchen ab. Ich habe die Werte von e/m für diese Teilchen untersucht und gefunden, daß sie dieselben Eigenschaften besitzen, wie die positiv geladenen Teilchen in den Kanalstrahlen. Die von dem Draht abgegebenen Teilchen sind nicht sämtlich von derselben Art. Die Werte von e/m sind bei verschiedenen Teilchen verschieden, aber der größte Wert, den ich bei meinen Versuchen, bei denen der Draht von Luft von niedrigem Druck umgeben war, beobachtet habe, war 720; unter

den Teilchen waren viele, für die e/m viel kleiner war und die selbst von sehr starken magnetischen Feldern kaum beeinflußt wurden.

Positive Ionen von radioaktiven Substanzen.

Die verschiedenen radioaktiven Substanzen, wie Radium, Polonium, Uran und Aktinium, schleudern mit großer Geschwindigkeit positiv geladene Teilchen fort, die als X-Strahlen bezeichnet werden. Die Werte von e/m für diese Teilchen sind von Rutherford, Des Coudres, Mackenzie und Huff gemessen worden, und für alle bis jetzt untersuchten Substanzen — Radium und seine Umwandlungsprodukte, Polonium und Aktinium — ist der Wert von e/m derselbe und gleich 5×10^3 , also gerade so groß, wie für den einen Strahlentypus in der Vakuumröhre. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Teilchen bewegen, ändert sich beträchtlich von einer Substanz zur anderen. Da diese Substanzen sämtlich Helium abgeben, so erkennt man auf den ersten Blick, daß die α -Teilchen Helium sind. Für ein Heliumatom mit einer einfachen Ladung ist e/m gleich $2,5 \times 10^3$; wenn also die α -Teilchen Heliumatome sind, so müssen sie eine doppelte Ladung mitführen. Der hohe Wert von e/m beweist, daß die Träger der positiven Ladung Atome oder Moleküle einer Substanz mit sehr kleinem Atomgewicht sein müssen. Wasserstoff und Helium sind die einzigen Substanzen, deren Atomgewicht klein genug ist, um mit einem so großen Werte von e/m wie 5000 vereinbar zu sein, und von diesen wird das Helium bekanntlich von radioaktiven Substanzen abgegeben, während bis jetzt von einer Wasserstoffentwicklung nichts bekannt ist.

Positive Teilchen, für welche $e/m = 5 \times 10^3$ ist, finden sich, wie wir gesehen haben, in allen Vakuumröhren, in denen eine elektrische Entladung stattfindet, während der Druck in der Röhre sehr niedrig ist; die Geschwindigkeit dieser Teilchen ist sehr viel kleiner als die Geschwindigkeit der α -Teilchen. Aus den Untersuchungen von Bragg, Kleemann und Rutherford geht hervor, daß die α -Teilchen ihr Ionisierungsvermögen und die Eigenschaft, Phosphorescenz zu erzeugen, verlieren, wenn ihre Geschwindigkeit beim Durchgang durch absorbierende Substanzen auf ungefähr 10^9 cm/sec vermindert wird. Das Interessante an diesem Resultate ist, daß die positiv geladenen Teilchen in einer

Entladungsrohre Ionisierung und Phosphorescenz erzeugen können, wenn ihre Geschwindigkeit bedeutend kleiner als diese ist.

Dies hat möglicherweise seinen Grund darin, daß die α -Teilchen in einer Entladungsrohre in viel geringerer Anzahl vorhanden sind als die positiv geladenen Teilchen, daß infolgedessen ein solches Teilchen in seiner ionisierenden und Phosphorescenz erzeugenden Wirkung von den übrigen Teilchen nicht unterstützt wird. Wenn also die Ionisierung und die Phosphorescenz einen gewissen Betrag von Energie erfordert, der einem System mitgeteilt werden muß, so muß diese Energie von einem einzigen Teilchen kommen. Wenn dagegen, wie in einer Entladungsrohre, der Strom der Teilchen viel konzentrierter ist, so kann die Energie, welche das System erfordert, von mehr als einem Teilchen herrühren, und die Energie, welche dem System von einem Teilchen mitgeteilt wird, ist nicht vollständig verloren, bevor von einem anderen Teilchen weitere Energie geliefert wird. So können sich die von den Teilchen ausgeübten Wirkungen verstärken und das System kann schließlich durch das Zusammenwirken verschiedener Teilchen den erforderlichen Betrag von Energie erhalten. Wenn daher auch die Wirkung jedes einzelnen Teilchens nicht hinreicht, Ionisierung oder Phosphorescenz zu erzeugen, so kann die Gesamtwirkung mehrerer Teilchen hierzu hinreichend sein.

Das Ionisierungsvermögen geht vielleicht auch deshalb plötzlich verloren, weil es dadurch bedingt ist, daß das Teilchen eine elektrische Ladung besitzt und daß es, wenn seine Geschwindigkeit unter einen gewissen Wert sinkt, nicht mehr fähig ist, bei der Begegnung mit einer negativ geladenen Korpuskel dieser zu entgehen. Es hält in einem solchen Falle vielleicht die Korpuskel als eine Art Satellit zurück und bildet mit diesem zusammen ein elektrisch neutrales System; und da die Möglichkeit der Ionisierung durch Zusammenstoßen kleiner wird, wenn die Geschwindigkeit zunimmt, so kann, wenn diese einen gewissen Wert überschreitet, ein solches neutrales System nicht so leicht ionisiert werden und wieder eine negative Ladung bekommen wie die Teilchen in einer Entladungsrohre, die sich mit geringerer Geschwindigkeit bewegen.

Die Untersuchungen über die Eigenschaften der Träger der positiven Elektrizität beweisen: 1. daß in Gasen bei sehr niedrige-

Drucken die Träger der negativen Elektrizität eine außerordentlich kleine Masse haben, die ungefähr um gleich $1 \frac{1}{2}\%$ der Masse des Wasserstoffatoms ist, daß dagegen die Masse der Träger der positiven Elektrizität niemals kleiner ist als die Masse des Wasserstoffatoms; 2., daß der Träger der negativen Elektrizität, die Korpuskel, immer dieselbe Masse hat, einerlei, aus welcher Quelle sie stammt, daß dagegen die Masse des Trägers der positiven Ladung veränderlich sein kann; in Wasserstoff ist also, wie scheint, das kleinste positive Teilchen das Wasserstoffatom, während in Helium bei einem nicht zu niedrigen Drucke der Träger der positiven Elektrizität, wenigstens zum Teil, das Heliumatom ist. Es spricht alles dafür, daß in Gasen, selbst bei den niedrigsten Drucken, die positive Elektrizität stets von Körpern getragen wird, die mindestens so groß wie Atome sind; die negative Elektrizität dagegen wird unter denselben Umständen von Korpuskeln, Körpern von konstanter und außerordentlich kleiner Masse, getragen.

Die einfachste Erklärung dieser Resultate ist die, daß die positiven Ionen die Atome oder Atomgruppen verschiedener Elemente sind, von denen eine oder mehrere Korpuskeln entfernt worden sind, daß also die Korpuskeln die Vehikel sind, durch welche die Elektrizität von einem Körper auf einen anderen übertragen wird; dabei unterscheidet sich ein positiv geladener Körper von demselben Körper im ungeladenen Zustande dadurch, daß er einige von seinen Korpuskeln verloren hat, während der negativ geladene Körper ein solcher ist, der mehr Korpuskeln enthält als der ungeladene.

In der alten unitarischen Theorie der Elektrizität rührte die positive oder negative Ladung von einem Überschuß oder einem Defizit eines „elektrischen Fluidums“ her. Nach der Auffassung, die wir hier betrachten, beruht positive oder negative Ladung in einem Defizit oder einem Überschuß von Korpuskeln. Die beiden Ansichten haben vieles gemeinsam, wenn wir annehmen, daß das „elektrische Fluidum“ aus Korpuskeln besteht.

In der Korpuskulartheorie der Materie nehmen wir an, daß die Atome der Elemente aus positiver und negativer Elektrizität zusammengesetzt sind und daß die negative Elektrizität aus Korpuskeln besteht. In einem ungeladenen Atom sind ebensoviel Einheiten positiver Elektrizität als negativer; ein Atom mit

einer positiven Einheitsladung ist ein neutrales Atom, welches eine Korpuskel verloren hat, während ein Atom mit einer negativen Einheitsladung ein neutrales Atom ist, zu welchem eine weitere Korpuskel hinzugekommen ist. Bis jetzt hat man keinen positiv geladenen Körper gefunden, dessen Masse kleiner ist als die Masse des Wasserstoffatoms. Wir können jedoch nicht ohne weitere Untersuchung hieraus den Schluß ziehen, daß die Masse der Einheitsladung positiver Elektrizität gleich der Masse des Wasserstoffatoms ist, denn alles, was wir über das geladene System wissen, ist, daß die positive Elektrizität um eine Einheit im Überschuß über die negative Elektrizität anwesend ist; jedes System, welches n Einheiten positiver Elektrizität und $(n - 1)$ Korpuskeln enthält, würde aber diese Bedingung erfüllen, einerlei, welches der Wert von n ist. Bevor wir irgend welche Schlüsse über die Masse der Einheit positiver Elektrizität ziehen können, müssen wir etwas über die Anzahl der Korpuskeln in dem System wissen. Wie sich diese Anzahl ermitteln läßt, wird später beschrieben werden; es mag aber gleich hier bemerkt werden, daß die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom eines Elementes dem Atomgewicht des Elementes proportional ist. Es ist ein Vielfaches, und zwar ein nicht sehr hohes, vom Atomgewicht des Elementes. Wenn dies Resultat richtig ist, so kann in einem Wasserstoffatom nicht eine große Anzahl von Korpuskeln und folglich auch keine große Anzahl von Einheiten positiver Elektrizität enthalten sein, und da die Masse einer Korpuskel im Vergleich mit der Masse des Wasserstoffatoms sehr klein ist, so kann nur ein kleiner Bruchteil der Masse des Atoms von der Korpuskel herrühren. Die Hauptmasse muß von der positiven Elektrizität herrühren, und daher muß die Masse der positiven Ladungseinheit groß sein im Vergleich mit der Masse der Korpuskel, der negativen Ladungseinheit.

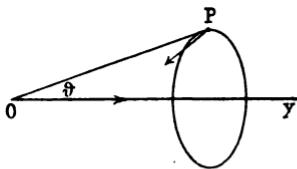
Aus den auf S. 19 beschriebenen Versuchen schließen wir, daß die positive Elektrizität aus Einheiten besteht, die von der Natur der Substanzen, die den Sitz der Elektrisierung bilden, unabhängig sind.

Zweites Kapitel.

Der Ursprung der Masse der Korpuskel.

Der Ursprung der Masse der Korpuskel ist sehr interessant, weil sie, wie man bewiesen hat, ausschließlich aus der elektrischen Ladung der Korpuskel entspringt. Erteilt man nämlich einem ungeladenen Körper von der Masse M , der in Ruhe ist, die Geschwindigkeit V , so ist die Arbeit, welche zu diesem Zwecke aufgewendet werden muß, gleich der kinetischen Energie, die der Körper bekommt, d. h. gleich $\frac{1}{2} MV^2$. Wenn dagegen der Körper mit Elektrizität geladen ist, so hat man mehr Arbeit zu leisten, um ihm dieselbe Geschwindigkeit zu erteilen, weil ein geladener bewegter Körper eine magnetische Kraft erzeugt; er ist also von einem magnetischen Felde umgeben und dieses Feld enthält Energie. Wenn man also den Körper in Bewegung setzt, so hat man nicht nur die kinetische Energie des Körpers, sondern auch diese magnetische Energie zu liefern. Wenn sich der geladene Körper in der Richtung OX (Fig. 12) bewegt, so ist die magnetische Kraft im Punkt P senkrecht zur Ebene POX ; daher sind die magnetischen Kraftlinien Kreise, deren Achse OX ist. Die Größe der Kraft im Punkt P ist gleich $\frac{eV \sin \theta}{OP^2}$, wenn θ den Winkel POX bezeichnet.

Fig. 12.



In einem magnetischen Felde ist aber, wenn die magnetische Kraft H ist, die Energie pro Volumeinheit gleich $H^2/8\pi$. Die Energie pro Volumeinheit bei P , welche aus der magnetischen Kraft entspringt, die durch die bewegte Ladung erzeugt wird, ist also $\frac{1}{8\pi} \frac{e^2 V^2 \sin^2 \theta}{OP^4}$, und wenn wir die Summe der Energie durch das ganze die Ladung umgebende Volumen

nehmen, so finden wir die Energie menge im magnetischen Felde. Wenn der bewegte Körper eine leitende Kugel vom Radius a ist, so ergibt sich aus einer einfachen Berechnung, daß die Energie des magnetischen Feldes gleich $\frac{1}{3} \frac{e^2 V^2}{a}$ ist. Die Energie, welche geliefert werden muß, um die Kugel in Bewegung zu setzen, ist diese Energie plus der kinetischen Energie der Kugel, d. h. sie ist gleich

$$\frac{1}{2} m V^2 + \frac{1}{3} \frac{e^2}{a} V^2$$

oder

$$\frac{1}{2} \left(m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a} \right) V^2.$$

Die Energie ist also dieselbe wie die kinetische Energie einer Kugel, deren Masse nicht m , sondern $m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$ ist. Also ist die scheinbare Masse des geladenen Körpers nicht m , sondern $m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$. Diese Vergrößerung der Masse hat ihren Sitz nicht in dem geladenen Körper selbst, sondern in dem umgebenden Raum; man kann sich den Vorgang so vorstellen, als ob der Äther in diesem Raum durch die von dem geladenen Körper ausgehenden Kraftlinien in Bewegung gesetzt würde und die Zunahme der Masse des geladenen Körpers aus der Masse des Äthers entspränge, der durch die elektrischen Kraftlinien in Bewegung gesetzt wird. Diese Zunahme der Masse wird leichter verständlich werden, wenn wir einen Fall betrachten, in dem es sich nicht um Elektrizität handelt, aber in dem eine Zunahme in der scheinbaren Masse aus leicht zu verstehenden Ursachen stattfindet. Wenn wir einer Kugel von der Masse M in einem luftleeren Raum die Geschwindigkeit V erteilen, so ist die aufzuwendende Arbeit gleich $\frac{1}{2} M V^2$. Wenn wir dann die Kugel in Wasser eintauchen, so ist die Arbeit, welche erforderlich ist, um der Kugel dieselbe Geschwindigkeit zu erteilen, offenbar größer als im luftleeren Raum, weil die Kugel das umgebende Wasser in Bewegung setzt.

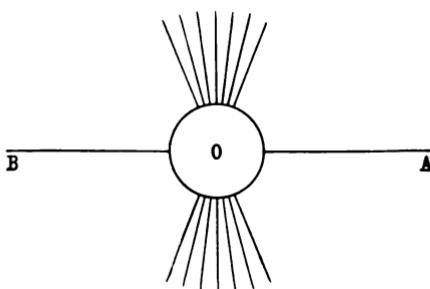
In diesem Falle muß also nicht nur die kinetische Energie für die Bewegung der Kugel, sondern auch die kinetische Energie

für die Bewegung des Wassers geliefert werden. Sir George Stokes hat bewiesen, daß die Energie im Wasser gleich $\frac{1}{2} M_1 V^2$ ist, wenn M_1 die Masse des halben Volumens des von der Kugel verdrängten Wassers ist. Also ist die Energie, die erforderlich ist, um die Kugel in Bewegung zu setzen, gleich $\frac{1}{2} (M + M_1) V^2$, und die Kugel verhält sich so, als ob ihre Masse nicht M , sondern $M + M_1$ wäre, und für viele Zwecke können wir den Einfluß des Wassers vernachlässigen, wenn wir uns die Masse der Kugel in der angegebenen Weise vergrößert denken. Wenn wir annehmen, daß die von dem geladenen Körper ausgehenden elektrischen Kraftlinien den Äther in Bewegung setzen, und wenn wir ferner annehmen, daß der Äther Masse hat, so ist der Ursprung der Zunahme der Masse, die aus der elektrischen Ladung entspringt, dem soeben betrachteten Falle vollkommen analog. Die von der Ladung herrührende Zunahme der Masse ist $\frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$; also ist für eine gegebene Ladung die Zunahme der Masse für einen kleinen Körper größer als für einen großen. Für Körper von gewöhnlicher Größe ist aber die von der Ladung herrührende Zunahme der Masse für alle praktisch vorkommenden Ladungen ganz unbedeutend im Vergleich mit der gewöhnlichen Masse. Da aber diese Zunahme der Masse sehr schnell größer wird, wenn der Körper kleiner wird, so entsteht die Frage, ob im Falle dieser geladenen und außerordentlich kleinen Korpuskeln die elektrische Masse, wie wir sie nennen können, nicht ganz beträchtlich sein kann im Vergleich mit der anderen (mechanischen) Masse. Wir wollen jetzt zeigen, daß dies der Fall ist; ja, für die Korpuskeln gibt es keine andere Masse; die gesamte Masse ist elektrisch.

Die Methode, durch welche man zu diesem Resultat gekommen ist, ist die folgende. Die Verteilung der magnetischen Kraft in der Nähe eines bewegten geladenen Teilchens hängt von der Geschwindigkeit des Teilchens ab, und wenn sich die Geschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit nähert, so ist diese Verteilung eine ganz andere als bei einem Teilchen, welches sich langsam bewegt. Dies ist vielleicht am leichtesten zu verstehen, wenn man die Veränderungen verfolgt, welche in der Verteilung der elektrischen Kraft um einen geladenen Körper herum eintreten, wenn seine Geschwindigkeit nach und nach vergrößert wird. Wenn der Körper in Ruhe ist, so ist die elektrische Kraft

um ihn herum gleichförmig verteilt, d. h. solange wir uns in derselben Entfernung von dem geladenen Körper befinden, bleibt die elektrische Kraft dieselbe, einerlei, ob wir uns östlich, westlich, nördlich oder südlich von dem Teilchen befinden; die Kraftlinien, welche von dem Körper herkommen, breiten sich gleichförmig nach allen Richtungen aus. Wenn sich dagegen der Körper bewegt, so ist dies nicht mehr der Fall, denn wenn sich der Körper in der Richtung OA (Fig. 13) bewegt, so streben die

Fig. 13.



elektrischen Kraftlinien, die Regionen in der Nähe von OA und OB , die wir die Polarregionen nennen wollen, zu verlassen und sich gegen eine Ebene hin zusammenzudrängen, die im Punkt O auf OA senkrecht steht; die Regionen in der Nähe dieser Ebene wollen wir die Äquatorialregionen nennen.

Diese Anhäufung der Kraftlinien ist sehr gering, wenn die Geschwindigkeit des Körpers nur ein geringer Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit ist, aber sie wird sehr merklich, wenn die Geschwindigkeit des Körpers annähernd gleich der Lichtgeschwindigkeit ist; und wenn sich der Körper mit derselben Geschwindigkeit wie das Licht bewegt, so verlassen sämtliche Kraftlinien die Region um OA und drängen sich in der Ebene zusammen, die in O senkrecht auf OA steht, d. h. die Kraftlinien haben sich aus ihrer ursprünglichen Stellung weggedreht, so daß sie sämtlich auf der Bewegungsrichtung des Teilchens senkrecht stehen. Diese Anhäufung der Kraftlinien nach der Äquatorialebene hin hat zur Folge, daß die magnetische Kraft in den Polarregionen kleiner und in Äquatorialregionen größer wird. Die Polarregionen sind diejenigen, in denen die magnetische Kraft ursprünglich schwach war, und die Äquatorialregionen diejenigen, in denen sie stark war. Die Wirkung der Anhäufung besteht also darin, daß die Feldstärke in den starken Teilen des

s verstärkt und in den schwachen Teilen geschwächt wird. Hier wird die Energie in dem Felde größer, als wenn keine

Anhäufung stattfände, in welchem Falle die Energie $\frac{1}{3} \frac{e^2 v^2}{a}$ ist, wenn e die Ladung, v die Geschwindigkeit und a der Radius der Kugel ist. Wenn wir auf die Anhäufung Rücksicht nehmen, so ist die Energie $\frac{1}{3} \alpha \frac{e^2 v^2}{a}$; hier ist α eine Größe, die gleich Eins ist, wenn v im Vergleich mit der Lichtgeschwindigkeit c klein ist, die aber sehr groß wird, wenn v annähernd gleich c wird. Der Teil der Masse, welcher aus der Ladung entspringt, ist $\frac{2}{3} \alpha \frac{e^2}{a}$; da nun α von v , der Geschwindigkeit des Teilchens, abhängt, hängt die elektrische Masse von v ab, und dieser Teil der Masse hat die Eigenschaft, daß er nicht konstant ist, sondern von der Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Wenn also ein merklicher Teil der Masse der Korpuskel elektrischen Ursprungs ist, so ist die Masse schnell bewegter Korpuskeln größer, als die Masse langsam bewegter, während sie von der Geschwindigkeit unabhängig sein würde, wenn sie überwiegend mechanisch wäre. Radium sendet Korpuskeln aus, die sich mit Geschwindigkeiten bewegen, welche der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar sind und die daher dazu dienen können, zu prüfen, ob diese Zunahme in der Masse der Korpuskel mit ihrer Geschwindigkeit stattfindet oder nicht. Diese Prüfung ist von Kaufmann ausgeführt worden, indem er den Wert von e/m für die verschiedenen Korpuskeln bestimmte, die vom Radium ausgesandt werden und die sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen. Den Wert des Koeffizienten α , welcher den Einfluß der Geschwindigkeit auf die Masse ausdrückt, können wir berechnen. Der Wert dieser Größe ist etwas von der Annahme abhängig, die wir über die Verteilung der Elektrizität auf der Korpuskel machen; wir erhalten etwas abweichende Werte, je nachdem wir annehmen, daß die Elektrizität über die Oberfläche einer leitenden Kugel vom Radius a oder über die Oberfläche einer nicht leitenden Kugel von demselben Radius, oder ob sie gleichförmig durch das Volumen einer solchen Kugel verteilt ist. Bei der Berechnung dieser Unterschiede müssen wir annehmen, daß die Ladung der Kugel in kleinere Teile geteilt ist und daß jeder dieser kleinen Teile die gewöhnlichen Gesetze der Elektrostatik befolgt. Wenn wir annehmen, daß die Ladung der Korpuskeln die Einheit der nega-

tiven Elektrizität ist, so ist es nicht statthaft, anzunehmen, daß kleinere Teile die gewöhnlichen Gesetze der elektrostatischen Anziehung befolgen.

Die einfachste Annahme, welche wir machen können, ist vielleicht die, daß die Energie dieselbe ist wie auf der Außenseite einer Kugel vom Radius a , die sich mit der Geschwindigkeit V bewegt und die in ihrem Mittelpunkte die Ladung e hat. Ich habe unter dieser Voraussetzung den Wert von α berechnet; die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die erste Kolumne dieser Tabelle enthält die Geschwindigkeit der Korpuskeln, welche den Gegenstand von Kaufmanns Versuchen bildeten; die zweite Kolumne enthält die von Kaufmann gefundenen Werte für das Verhältnis der Masse der Korpuskeln, die sich mit dieser Geschwindigkeit bewegen, zur Masse einer Korpuskel, die sich langsam bewegt; die dritte Kolumne endlich enthält den nach der genannten Hypothese berechneten Wert von α .

Geschwindigkeit der Korpuskel	Verhältnis der Masse zur Masse einer lang- sam bewegten Korpuskel	α
$2,85 \times 10^{10}$ cm/sec	3,09	3,1
$2,72 \times 10^{10}$ cm/sec	2,43	2,42
$2,59 \times 10^{10}$ cm/sec	2,04	2,0
$2,48 \times 10^{10}$ cm/sec	1,83	1,66
$2,36 \times 10^{10}$ cm/sec	1,65	1,5

Sie werden bemerken, daß die dritte Kolumne mit der zweiten fast identisch ist; die zweite Kolumne gibt aber die Zunahme der gesamten Masse und die dritte die Zunahme der elektrischen Masse an. Man sieht, daß diese einander gleich sind, woraus wir schließen, daß die gesamte Masse der Korpuskel elektrisch ist. Diese elektrische Masse hat ihren Ursprung in der Region um die Korpuskel herum und nicht in der Korpuskel selbst; wir können daher von unserem Standpunkte aus sagen, daß sich jede Korpuskel durch das ganze Weltall erstreckt, ein interessantes Resultat mit Rücksicht auf das Dogma, daß zwei Körper nicht denselben Raum einnehmen können.

Aus dem Resultate, daß die gesamte Masse elektrisch ist,

können wir die Größe der Korpuskel ableiten; denn wenn m die Masse ist, so ist

$$m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}.$$

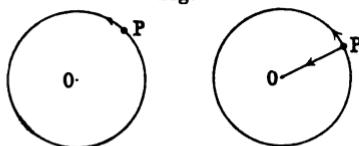
Nun wissen wir, daß $e'm = 1,7 \times 10^7$ und daß in elektromagnetischem Maß $e = 10^{20}$ ist. Durch Einsetzen dieser Werte finden wir, daß der Radius a der Korpuskel gleich 10^{-13} cm ist. Nach der gewöhnlichen Annahme ist der Radius des Atoms ungefähr gleich 10^{-8} cm; also ist der Radius einer Korpuskel nur ungefähr gleich dem hunderttausendsten Teil des Radius des Atoms. Die von der Ladung herrührende potentielle Energie ist $\frac{1}{2} \frac{e^2 V^2}{a}$, wenn V die Lichtgeschwindigkeit ist; diese potentielle Energie ist ungefähr dieselbe wie die kinetische Energie, welche ein α -Teilchen besitzt, welches sich ungefähr mit einem Fünftel der Lichtgeschwindigkeit bewegt.

Bestätigung der Existenz der Korpuskeln durch den Zeeman-Effekt.

Die Existenz der Korpuskeln wird in einer sehr auffallenden Weise durch den Einfluß bestätigt, den ein magnetisches Feld auf die Linien des Spektrums ausübt und der unter dem Namen Zeeman-Effekt bekannt ist. Zeeman fand, daß, wenn der leuchtende Körper, der das Spektrum erzeugt, in ein starkes magnetisches Feld gebracht wird, viele von den Linien, die vorher einfach waren, in zwei oder mehr Komponenten zerlegt werden. Der einfachste Fall ist der, daß eine ursprünglich einfache Linie in drei Komponenten zerlegt wird, wenn man den leuchtenden Körper in einer Richtung senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien betrachtet; die mittlere der drei Linien befindet sich in ihrer ursprünglichen Lage, und die beiden seitlichen Linien sind von ihr um so mehr entfernt, je stärker die magnetische Kraft ist. Alle Linien sind geradlinig polarisiert, und zwar steht die Polarisationsebene der mittleren Linie auf den Polarisationsebenen der seitlichen Linien senkrecht. Wenn dieselbe Linie in der Richtung der magnetischen Kraft betrachtet wird, so fehlt die mittlere Linie und die beiden seitlichen Linien sind in entgegengesetztem Sinne kreisförmig polarisiert.

Die Theorie dieses einfachen Falles, welche zuerst von Lorentz gegeben wurde, ist die folgende. Wir wollen annehmen, das schwingende System, welches die Linie erzeugt, sei ein geladener Körper und es schwinge unter dem Einfluß einer Kraft, deren Größe der Entfernung des schwingenden Körpers von einem festen Punkt direkt proportional ist und deren Richtung immer durch diesen Punkt geht. Es sei O (Fig. 14) der feste Punkt

Fig. 14.



und P der geladene Körper, und der letztere beschreibe eine kreisförmige Bahn um O . Die Masse des Körpers sei m und die auf ihn wirkende Kraft μOP . Dann ist die radiale Beschleunigung nach O

hin gleich v^2/OP , wenn v die Geschwindigkeit des Körpers ist. Das Produkt aus der Masse und der radialen Beschleunigung ist aber gleich der radialen Kraft μOP , also

$$\frac{mv^2}{OP} = \mu \cdot OP.$$

Wenn ω die Winkelgeschwindigkeit ist, so ist $v = \omega \cdot OP$, also

$$\omega^2 = \frac{\mu}{m} \quad \text{oder} \quad \omega = \sqrt{\frac{\mu}{m}}.$$

Die Schwingungszeit ist die Zeit, welche OP braucht, um einen vollen Umlauf zu machen, d. h. gleich $2\pi/\omega$; also ist ω die sog. Schwingungsfrequenz, proportional der Anzahl der Schwingungen in einer Sekunde. In diesem Falle ist die Schwingungsfrequenz natürlich dieselbe, einerlei, ob P in der Richtung der Zeigerbewegung oder in der entgegengesetzten Richtung um O herumläuft. Nun denke man sich eine auf der Ebene der Zeichnung senkrecht stehende und nach unten gerichtete Kraft auf den geladenen Körper wirken. Wenn sich ein geladener Körper in einem magnetischen Felde bewegt, so wirkt auf ihn, wie bereits früher bemerkt wurde, eine Kraft, die auf der Bewegungsrichtung des Körpers und auch auf der Richtung der magnetischen Kraft senkrecht steht, und die gleich $H \sin \theta$ ist, wenn H die magnetische Kraft, e die Ladung des Körpers, v seine Geschwindigkeit und θ der Winkel ist, den die Richtungen von $d v$ miteinander bilden.

Wir wollen nun annehmen, das geladene Teilchen beschreibe in der durch den Pfeil angedeuteten Richtung einen Kreis um O , während die magnetische Kraft auf der Ebene der Zeichnung senkrecht steht und nach unten gerichtet ist. Die vom magnetischen Felde ausgeübte Kraft ist radial und in diesem Falle nach innen gerichtet, und zwar ist sie gleich Hev ; wir haben daher außer der radialen Kraft $\mu \cdot OP$ die Kraft Hev ; wenn wir das Produkt aus der Masse und der radialen Beschleunigung gleich der radialen Kraft setzen, so haben wir:

$$m \frac{v^2}{OP} = \mu \cdot OP + He \cdot v \dots \dots \quad (1)$$

und weil $v = \omega \times OP$,

$$\omega^2 = \frac{\mu}{m} + \frac{He\omega}{m} \quad \text{oder} \quad \omega = \frac{1}{2} \frac{He}{m} + \sqrt{\frac{\mu}{m} + \frac{H^2 e^2}{4m}};$$

ω ist also größer als vorher, und wenn μ/m im Vergleich mit He/m groß und gleich ω_0^2 ist, so haben wir annähernd:

$$\omega = \omega_0 + \frac{1}{2} \frac{He}{m};$$

ω_0 ist die Frequenz ohne das magnetische Feld, also ist die Änderung in der Frequenz $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$, und in diesem Falle ist sie eine Zunahme.

Wenn dagegen P den Kreis in entgegengesetzter Richtung beschreibt, so ist, weil die Bewegungsrichtung umgekehrt ist, auch die Richtung der durch das magnetische Feld erzeugten Kraft umgekehrt, d. h. die Kraft ist jetzt nicht nach innen, sondern nach außen gerichtet; anstatt der Gleichung (1) haben wir also :

$$\frac{mv^2}{OP} = \mu OP - Hev,$$

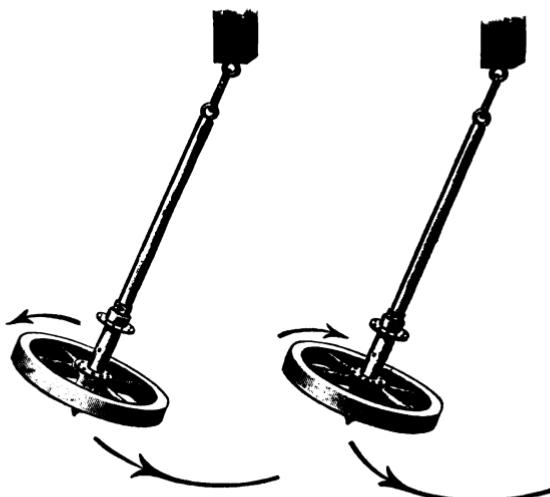
und wenn man diese Gleichung in derselben Weise wie die Gleichung (1) behandelt, so erhält man:

$$\omega = \omega_0 - \frac{1}{2} \frac{He}{m}.$$

Die Frequenz der Schwingungen in dieser Richtung wird also um denselben Betrag vermindert, um den die Frequenz in

der entgegengesetzten Richtung vermehrt wird. Der geladene Körper bewegt sich also in der einen Umlaufrichtung schneller als in der entgegengesetzten. Ich führe jetzt einen Versuch aus, der dazu dient, eine ähnliche Wirkung in einem mechanischen System zu veranschaulichen. Ein Kegelpendel (Fig. 15) hat als Linse ein Schwungrad, welches um seine Achse in Rotation gesetzt werden kann. Durch die Rotation des Schwungrades wird eine auf die Pendellinse wirkende Kraft erzeugt; diese Kraft wirkt senkrecht zur Bewegungsrichtung der Linse und ist proportional der Geschwindigkeit. Sie ist also analog der Kraft,

Fig. 15.



mit der das magnetische Feld auf das geladene Teilchen wirkt. Die auf das geladene Teilchen wirkende radiale Kraft wird von der Komponente der Schwerkraft gebildet, die auf der Pendelachse senkrecht steht. Ich lasse dieses Pendel als Kegelpendel schwingen, während das Schwungrad nicht rotiert. Das Pendel bewegt sich, wie zu erwarten ist, ebenso schnell, wenn man es in der einen Richtung, als wenn man es in der entgegengesetzten Richtung umlaufen lässt. Ich setze jetzt das Schwungrad in schnelle Rotation und wiederhole den Versuch. Wie Sie sehen, läuft jetzt das Pendel in der einen Richtung merklich schneller als in der ent-

gegengesetzten, und die Richtung, in welcher sich das Pendel schneller bewegt, ist diejenige, in welcher die Bewegung des Pendels in derselben Richtung stattfindet, wie die Rotation des Schwungrades.

Wir ersehen aus diesen Betrachtungen, daß eine Korpuskel, die in Abwesenheit einer magnetischen Kraft mit derselben Frequenz schwingt, einerlei, in welcher Richtung sie verschoben wird, dieses nicht mehr tut, wenn sie in ein magnetisches Feld gebracht wird. Wenn die Korpuskel so verschoben wird, daß sie sich in der Richtung der magnetischen Kraftlinien bewegt, so ist die Kraft, mit der das magnetische Feld auf die Korpuskel wirkt, gleich Null, da sie dem Sinus des Winkels proportional ist, den die magnetische Kraft mit der Bewegungsrichtung des Teilchens bildet; und in diesem Falle ist die Frequenz dieselbe, wie in Abwesenheit des Feldes. Wenn dagegen die Korpuskel in der Ebene schwingt, die auf den magnetischen Kraftlinien senkrecht steht, so ist die Frequenz $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$, wenn die Korpuskel in der einen Richtung umläuft, und $\omega - \frac{1}{2} \frac{He}{m}$, wenn sie in der anderen Richtung umläuft. In einem magnetischen Felde schwingen also die Korpuskeln mit den drei Frequenzen ω , $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$ und $\omega - \frac{1}{2} \frac{He}{m}$; eine derselben ist dieselbe, wie sie ohne Einwirkung eines magnetischen Feldes sein würde. Im Spektroskop erscheinen also drei Linien, anstatt eine, und die mittlere befindet sich in unveränderter Lage. Wenn wir dagegen die Korpuskel in der Richtung der magnetischen Kraft betrachten, so kommt von der Korpuskel kein Licht in ein Auge, welches sich auf einer durch die Korpuskel gehenden magnetischen Kraftlinie befindet, weil die der ungestörten Lage der Linien entsprechenden Schwingungen diejenigen sind, welche in der Richtung der magnetischen Kraftlinien stattfinden, und weil ein schwingendes elektrisches Teilchen in der Richtung seiner Schwingung kein Licht aussendet. In diesem Falle ist also die mittlere Linie abwesend, während die beiden seitlichen Linien, welche kreisförmigen Bahnen entsprechen, die von den Korpuskeln in entgegengesetzten Richtungen beschrieben werden, kreisförmig polarisiertes Licht er-

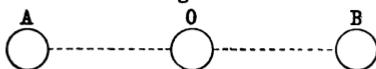
zeugen. Durch Ermittelung des Sinnes der Rotation des Lichtes in der Linie, deren Frequenz größer als die des ungestörten Lichtes ist, hat man nachgewiesen, daß das Licht von einem negativ elektrischen Körper herrührt. Durch Messung der Verschiebung der Linien können wir die Änderung der Frequenz, d. h. $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$ ermitteln, so daß, wenn H bekannt ist, e/m bestimmt werden kann. Auf diese Weise fand Zeeman, daß der Wert von e/m von der Ordnung 10^7 ist, derselbe, wie der durch die beschriebenen direkten Methoden ermittelte. Die in dieser Weise erhaltenen Werte von e/m sind nicht dieselben für alle Spektrallinien, aber wenn die Linien in Serien eingeteilt werden, wie nach Paschens und Runges Methode, so geben die verschiedenen Linien in derselben Serie sämtlich denselben Wert von e/m .

Die durch das magnetische Feld bewirkte Verschiebung der Linien ist dem Werte von e/m proportional; daher ist für Licht, welches von den Schwingungen einer Korpuskel herrührt, die Verschiebung mehr als tausendmal so groß als für Licht, welches von den Schwingungen irgend eines uns bekannten positiven Ions herrührt. Nur mit Hilfe eines äußerst empfindlichen Apparates ist es möglich, die Verschiebung zu entdecken, wenn e/m gleich 10^7 ist; eine tausendmal kleinere Verschiebung würden wir durch kein uns zu Gebote stehendes Mittel entdecken können. Hieraus können wir schließen, daß das Licht aller Linien, welche den Zeeman-Effekt zeigen (und in echten Linienspektren im Gegensatz zu Bandenspektren zeigen alle Linien in gewissem Grade diesen Effekt), durch Schwingungen von Korpuskeln und nicht durch Schwingungen von Atomen erzeugt wird.

Der Zeeman-Effekt bildet ein so wichtiges Mittel, die Struktur des Atoms und die Natur des schwingenden Systems eines leuchtenden Gases zu ermitteln, daß es zweckmäßig ist, die Natur der Schlüsse, welche sich aus diesem Effekt ziehen lassen, etwas näher zu betrachten. Zunächst ist es nur ein besonderer Schwingungstypus, der den Zeeman-Effekt zeigt. Der einfache Fall, den wir betrachtet haben, war der, daß die Korpuskel nach dem Punkt O hin (Fig. 14) durch eine Kraft angezogen wird, die dem Abstand OP proportional ist; diese Kraft ist in allen Richtungen „albe, so daß die Korpuskel, wenn sie von O entfernt und abgelassen wird, mit derselben Periode schwingt, einerlei,

in welcher Richtung sie verschoben wird; eine solche Korpuskel zeigt den Zeeman-Effekt. Wenn dagegen die auf P wirkende Kraft in verschiedenen Richtungen verschieden wäre, so daß die Schwingungszeiten der Korpuskel von der Richtung abhingen, in der sie verschoben wird, so würden die Schwingungen diesen Effekt nicht gezeigt haben. Der Einfluß der magnetischen Kraft würde von einer ganz erheblich niedrigeren Ordnung gewesen sein als im vorhergehenden Falle. Ein einzelnes Teilchen würde in einem ganz beliebigen Kraftfelde mit drei verschiedenen Perioden schwingen und also ein aus drei Linien bestehendes Spektrum erzeugen; wenn aber ein solches Teilchen sich in einem magnetischen Felde befände, so würden diese Linien den Zeeman-Effekt nicht zeigen; alles, was die magnetische Kraft bewirken könnte, wäre eine Änderung der Perioden um einen Betrag, der unendlich klein ist im Vergleich mit dem beim Zeeman-Effekt beobachteten. Eine Zerlegung der Linien in Triplets würde nicht stattfinden können; nur in dem besonderen Falle, wenn die Perioden alle gleich werden, tritt der Zeeman-Effekt ein. Wir können uns leicht Fälle denken, in denen einige Linien den Zeeman-Effekt zeigen würden, andere dagegen nicht. So werden z. B. zwei Korpuskeln A und B (Fig. 16), die nach einem Punkt O

Fig. 16.



hin angezogen werden und die sich gegenseitig abstoßen, in einer Gleichgewichtslage zur Ruhe kommen, wenn die gegenseitige Abstoßung derselben die von O ausgeübte Anziehung aufhebt. Im allgemeinsten Falle würde die Anzahl der Schwingungsfrequenzen gleich sechs sein (von jeder Korpuskel drei) und keine derselben würde den Zeeman-Effekt zeigen. In dem besonderen Falle, wenn die von O ausgeübte Kraft in allen Richtungen dieselbe ist, fallen drei dieser Frequenzen zusammen, zwei andere sind gleich Null und eine ist unverändert. Das Spektrum besteht dann nur aus zwei Linien; eine derselben (die den drei zusammenfallenden Linien entspricht) zeigt den normalen Zeeman-Effekt, die andere dagegen nicht. In komplizierteren Systemen können wir verschiedene Linien haben, die den Zeeman-Effekt zeigen, neben anderen, die ihn nicht zeigen. Wenn mehr-

rere Linien den Zeeman-Effekt zeigen, so kann er bei den einzelnen Linien von verschiedener Stärke sein. So würde z.B. ein System von vier Korpuskeln, die sich gegenseitig abstoßen und nach dem Punkt O hin angezogen werden, im allgemeinsten Falle zwölf verschiedene Frequenzen haben, für jede Korpuskel drei, und solange diese verschieden blieben, würde keine den Zeeman-Effekt zeigen. Wenn aber die von O ausgeübte Kraft in allen Richtungen dieselbe ist, so werden zwei Gruppen von je dreien dieser Frequenzen gleich, drei Frequenzen werden gleich Null, zwei andere fallen zusammen und eine bleibt isoliert; die zwölf Frequenzen sind jetzt auf vier reduziert und die beiden Linien, die den Gruppen von drei zusammenfallenden Frequenzen entsprechen, zeigen beide den Zeeman-Effekt, aber nicht in gleichem Grade; die Änderung in der Frequenz für die eine Linie hat den normalen Wert $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$, während sie für die andere Linie nur halb so groß ist. Die anderen Linien zeigen den Zeeman-Effekt nicht. Der Leser, welcher sich für diesen Gegenstand interessiert, findet andere Beispiele von Systemen, welche diesen Effekt zeigen, in einer Abhandlung des Verfassers in den Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, vol. XIII, p. 39.

Es ist bemerkenswert, daß, soviel wir wissen, sämtliche Linien in einem Linienspektrum den Zeeman-Effekt zeigen. Dies kann seinen Grund darin haben, daß die schwingenden Systeme einzelne Korpuskeln sind, die nur wenig oder gar nicht von den benachbarten Korpuskeln beeinflußt werden, oder auch darin, daß die schwingenden Systeme zwar komplizierter sind, daß aber die Strahlung, welche denjenigen Frequenzen entspricht, die nach der Theorie den Zeeman-Effekt zeigen würden, das schwingende System nur sehr schwer verlassen kann. Ein Beispiel des zweiten Falles bilden die beiden Korpuskeln von Fig. 16; die Schwingung, welche den Zeeman-Effekt nicht zeigt, ist diejenige, bei welcher der Punkt in der Mitte zwischen A und B in Ruhe bleibt, während A und B sich mit gleichen Geschwindigkeiten dem Punkt O nähern oder sich von demselben entfernen; die geladenen Korpuskeln bewegen sich also mit gleichen Geschwindigkeiten in entgegengesetzten Richtungen, und ihre Wirkungen heben sich in einer Entfernung von O , die im Vergleich mit OA und OB groß ist, einander auf. Andererseits sind die Schwingungen, welche den Zeeman-Effekt

zeigen, diejenigen, bei denen *A* und *B* sich in derselben Richtung bewegen; in diesem Falle werden die von der einen Korpuskel erregten Schwingungen durch die von der anderen erregten verstärkt, und die Intensität der Strahlung ist bedeutend größer als im anderen Falle. Diese Schwingung kann daher eine sichtbare Strahlung bewirken, was die andere Strahlung nicht tat. Die Schwingung eines Systems von Korpuskeln, welches die größte Fernwirkung hervorbringt, ist diejenige, bei welcher sich alle Korpuskeln mit derselben Geschwindigkeit und in derselben Richtung bewegen; es läßt sich leicht beweisen, daß in diesem Falle die Wirkung eines magnetischen Feldes darin besteht, daß sie sämtliche Frequenzen um den normalen Betrag $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$ vermehrt oder vermindert.

Ein Fall, in welchem der Zeeman-Effekt außergewöhnlich groß sein würde, ist der folgende. Wenn zwei Korpuskeln *A* und *B* sich auf der Peripherie eines Kreises mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω so bewegen, daß sie sich immer an den entgegengesetzten Enden eines Durchmessers befinden, so ist die Frequenz des von diesem System hervorgebrachten optischen oder magnetischen Effektes nicht ω , sondern 2ω , weil jedes Teilchen nur die halbe Peripherie zu durchlaufen hat, um den ursprünglichen Zustand des Systems wieder herzustellen. Wenn wir nun das System in ein magnetisches Feld bringen, und zwar so, daß die Richtung der magnetischen Kraft auf der Ebene des Kreises senkrecht steht, so wird die Winkelgeschwindigkeit $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$ und die Frequenz des Systems $2\omega + \frac{He}{m}$; also ist die Änderung der Frequenz $\frac{He}{m}$, was gleich dem Doppelten des normalen Wertes ist.

Drittes Kapitel. Eigenschaften einer Korpuskel.

Nachdem wir die Existenz der Korpuskel bewiesen haben, ist es für das Folgende zweckmäßig, die Eigenschaften derselben kurz zusammenzufassen.

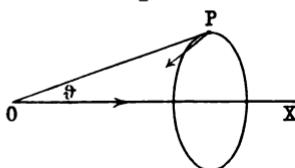
Die von den Korpuskeln erregte magnetische Kraft.

Eine bewegte Korpuskel erzeugt um sich herum ein magnetisches Feld. Wenn sich die Korpuskel in gerader Linie mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit v bewegen, die im Vergleich mit der Lichtgeschwindigkeit klein ist, so erzeugt sie ein magnetisches Feld, in welchem die magnetischen Kraftlinien Kreise sind, die die Linie, auf welcher sich die Korpuskel bewegen, zur Achse haben; die Größe der Kraft in einem Punkt P ist gleich

$$\frac{ev}{OP^2} \sin \vartheta, \text{ wenn } e \text{ die Ladung des bewegten Teilchens } O, \text{ und } \vartheta$$

der Winkel zwischen OP und der Linie OX ist, auf der sich die Korpuskel bewegen. Die Richtung der Kraft im Punkt P

Fig. 17. (Fig. 17) steht auf POX , der Ebene



der Zeichnung senkrecht, und zwar ist sie nach unten gerichtet, wenn das negativ geladene Teilchen sich in der Richtung OX bewegt. Die magnetische Kraft ist also gleich Null in der Bewegungsrichtung des Teilchens und am größten in der

Ebene, die im Punkt O auf der Bewegungsrichtung senkrecht steht. Die Verteilung der Kraft ist symmetrisch in bezug auf diese Ebene.

Wenn die Geschwindigkeit des gleichförmig bewegten Teilchens so groß ist, daß sie mit der Lichtgeschwindigkeit c ver-

gleichbar ist, so ist der Ausdruck für die Intensität der magnetischen Kraft im Punkt P komplizierter, nämlich:

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \frac{ev \sin \vartheta}{r^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \vartheta\right)} \frac{3}{2}.$$

Die Richtung der Kraft ist dieselbe wie vorher. Die Wirkung der größeren Geschwindigkeit besteht darin, daß sie die magnetische Kraft in der Nähe von OX relativ schwächer und in der Nähe der Äquatorialebene stärker macht, bis schließlich, wenn die Geschwindigkeit der Korpuskel gleich der Lichtgeschwindigkeit ist, die magnetische Kraft überall gleich Null ist, ausgenommen die Äquatorialebene, in welcher sie unendlich groß ist.

Elektrisches Feld um die bewegte Korpuskel.

Die im Punkt P wirkende elektrische Kraft hat die Richtung OP , und die elektrische Kraft E steht mit der magnetischen Kraft H in dem durch die Gleichung

$$c^2 H = v E \sin \vartheta$$

ausgedrückten Zusammenhang, einerlei, mit welcher Geschwindigkeit sich die Korpuskel bewegt; wenn sich daher die Korpuskel langsam bewegt, so ist die elektrische Kraft:

$$E = \frac{ec^2}{r^2};$$

sie hat also denselben Wert, als wenn das Teilchen in Ruhe ist (man muß sich dabei erinnern, daß e in elektromagnetischen Einheiten gemessen ist).

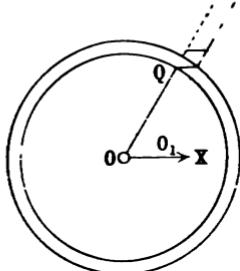
Wenn sich die Korpuskel schneller bewegt, so haben wir:

$$E = (c^2 - v^2) \frac{e}{r^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \vartheta\right)} \frac{3}{2},$$

und in diesem Falle ist die elektrische Kraft nicht mehr gleichmäßig verteilt, sondern sie ist nach den Äquatorialregionen hin stärker als in den Polarregionen in der Nähe von OX . Wenn sich die Korpuskel mit der Lichtgeschwindigkeit bewegt, so liegen sämtliche elektrischen Kraftlinien in der Ebene, die im Punkt O auf OX senkrecht steht.

Wenn sich die Korpuskel gleichförmig bewegt, so werden die Kraftlinien mitgeführt, als wenn sie fest mit ihr verbunden wären: wenn sich aber die Geschwindigkeit der Korpuskel ändert, so ist dies nicht mehr der Fall und es tritt eine sehr interessante Erscheinung ein. Um uns dies klar zu machen, wollen wir überlegen, was stattfinden muß, wenn eine gleichförmig bewegte Korpuskel plötzlich angehalten wird. Wir wollen annehmen, daß die Geschwindigkeit, mit der sich das Teilchen bewegt, bevor es angehalten wird, im Vergleich mit der Lichtgeschwindigkeit klein ist. Dann waren vor dem Stillstehen die Kraftlinien gleichförmig verteilt und sie bewegten sich mit der Geschwindigkeit v vorwärts. Wenn die Korpuskel angehalten wird, so werden die Enden der Kraftlinien an der Korpuskel ebenfalls angehalten; wenn aber das eine Ende angehalten wird, so wird damit noch nicht sofort die ganze Kraftlinie stillstehen, da der Stoß, der die Kraftlinie anhält, sich diese Linie entlang mit der Lichtgeschwindigkeit fortpflanzt und also eine endliche Zeit braucht, um die entfernteren Teile der Linie zu erreichen. Wenn also von dem Augenblick an, in welchem die Korpuskel angehalten wurde, die Zeit t verflossen ist, so sind nur diejenigen Teile der Kraftlinien angehalten worden, die innerhalb einer Kugel liegen, deren Radius ct ist. Die Kraftlinien außerhalb dieser Kugel befinden sich in derselben Stellung,

Fig. 18.



als ob die Korpuskel nicht angehalten worden wäre, d. h. sie gehen durch den Punkt O' , in dem sich die Korpuskel zur Zeit t befunden haben würde, wenn sie nicht angehalten worden wäre. Daher wird die Kraftlinie, die in dem Augenblick, als die Korpuskel angehalten wurde, sich in der Lage OQ befand, zur Zeit t in der aus Fig. 18 ersichtlichen Weise verbogen sein. Innerhalb der Kugel vom Radius ct ist die Kraftlinie in der Lage OQ in Rube; außerhalb der Kugel bewegt sie

sich mit der Geschwindigkeit v vorwärts und geht durch O' , wo der Punkt O zur Zeit t angekommen sein würde, wenn er nicht angehalten worden wäre. Da die Kraftlinie kontinuierlich bleibt, so muß sie an der Oberfläche der Kugel so gebogen sein, daß

der Teil innerhalb der Kugel mit dem Teil außerhalb derselben in Zusammenhang bleibt. Da die Kraftlinien an der Oberfläche tangential sind, so ist auf der ganzen Oberfläche der Kugel eine tangentiale elektrische Kraft wirksam. Diese tangentiale Kraft ist auf der Oberfläche einer Kugel vom Radius ct und schreitet nach außen mit der Geschwindigkeit des Lichtes fort. Wenn das Anhalten der Kugel eine kurze Zeit π dauert, so ist der tangentiale Teil der Kraftlinien in einer Kugelschale zwischen den Kugeln enthalten, deren Radien ct und $c(t - \pi)$ sind, wenn t die seit dem Anfangen, also $t - \pi$ die seit dem Aufhören der Hemmung verflossene Zeit ist. Diese Kugelschale von der Dicke $c\pi$, die mit tangentialen elektrischen Kraftlinien angefüllt ist, schreitet nach außen mit der Geschwindigkeit des Lichtes fort. Die elektrische Kraft in der Schale ist sehr groß im Vergleich mit der Kraft, die in derselben Region wirkte, bevor die Schale angehalten wurde. Wir können beweisen, daß die Größe der Kraft in einem Punkt P innerhalb der Schale gleich $\frac{cev \sin \vartheta}{OP \cdot \delta}$ ist, wenn δ die Dicke der Schale und ϑ der Winkel POX ist. Bevor die Korpuskel angehalten wurde, war die Kraft $\frac{c^2 e}{OP^2}$; das Verhältnis der Kraft nach dem Anhalten zu der Kraft vor dem Anhalten ist also $\frac{v OP}{c \delta} \sin \vartheta$. Da δ sehr klein im Vergleich mit OP ist, so ist dies Verhältnis sehr groß; das Anhalten der Korpuskel bewirkt also, daß eine dünne Schale intensiver elektrischer Kraft sich nach außen mit der Geschwindigkeit des Lichtes fortpflanzt. Diese Stöße intensiver elektrischer Kraft bilden nach meiner Ansicht die Röntgenstrahlen, welche entstehen, wenn die Kathodenstrahlen plötzlich angehalten werden, indem sie auf ein festes Hindernis stoßen. Die elektrische Kraft in der Stoßwelle ist von einer magnetischen Kraft begleitet, deren Größe $\frac{v \sin \vartheta}{OP \cdot \delta}$ ist und deren Richtung auf der Ebene POX senkrecht steht. Die Energie in der Stoßwelle, die von dieser Verteilung der magnetischen und der elektrischen Kraft herrührt, ist gleich $\frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta}$; sie ist also, wenn die Dicke der Stoßwelle klein ist, größer, als wenn diese groß ist. Die Dicke der Stoßwelle ist aber proportional der Plötzlich-

keit, mit der die Korpuskel angehalten wird; und da die Energie in der Stoßwelle fortgestrahlt wird, so ist die Energiemenge, welche in Form von Röntgenstrahlen fortgestrahlt wird, um so größer, je plötzlicher die Korpuskeln angehalten werden. Wenn die Korpuskel so plötzlich angehalten wird, daß die Dicke der Stoßwelle nicht größer als der Durchmesser der Korpuskel ist, so wird die gesamte Energie im magnetischen Felde um die Korpuskel herum fortgestrahlt. Wenn die Korpuskel langsamer angehalten wird, so entweicht nur ein Teil dieser Energie in Form von Röntgenstrahlen.

Innerhalb der Schale, d. h. in dem Raume, welcher durch die Kugel vom Radius OP ($\equiv ct$) begrenzt wird, ist keine magnetische Kraft, während außerhalb der Kugel, deren Radius OP ist, die magnetische Kraft dieselbe ist, als wenn das Teilchen nicht angehalten worden wäre, d. h. am Punkt Q ist sie gleich $\frac{ev}{O'Q^2} \sin \varphi$, wenn O' die Stelle ist, wo O gewesen sein würde, wenn sich die Korpuskel gleichförmig weiterbewegt hätte, und wenn φ der Winkel $QO'X$ ist. Die Stoßwelle vernichtet gewissermaßen bei ihrem Fortschreiten die magnetische Kraft an jeder Stelle, welche sie passiert.

Wenn die Korpuskel angehalten wird, so entsteht, wie wir gesehen haben, eine Stoßwelle starker elektrischer und magnetischer Kraft, welche Energie fortführt. Es ist nicht notwendig, daß die Korpuskel zur Ruhe gebracht wird, damit diese Stoßwelle entsteht; jede Änderung der Geschwindigkeit erzeugt eine solche Stoßwelle, nur sind die Kräfte in derselben nicht so stark wie beim vollständigen Anhalten der Korpuskel. Da jede Änderung in der Geschwindigkeit dieses tangentiale elektrische Feld erzeugt, so ist ein solches Feld ein notwendiger Begleiter einer Korpuskel, deren Bewegung beschleunigt wird, und wenn bei O das Teilchen eine Beschleunigung f in der Richtung OX hat, so ist, wie wir beweisen können, nach Ablauf der Zeit t am Punkt P , in der Entfernung ct von O , eine tangentiale elektrische Kraft gleich $\frac{ef \sin \theta}{OP}$ und eine magnetische Kraft senkrecht zu OP und zur elektrischen Kraft von der Größe $\frac{ef \sin \theta}{OP \cdot c}$. Die Energiemenge, welche in der

Zeiteinheit von der Korpuskel ausgestrahlt wird, ist, wie Larmor bewiesen hat, gleich $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$; eine Korpuskel, deren Geschwindigkeit sich ändert, verliert also Energie durch Strahlung.

Viertes Kapitel.

Korpuskulartheorie der Leitung in Metallen.

Wir gehen jetzt dazu über, diese Eigenschaften der Korpuskeln zur Erklärung einiger physikalischer Erscheinungen zu benutzen; der erste Fall, den wir behandeln wollen, ist die Leitung der Elektrizität in Metallen.

Nach der Korpuskulartheorie der Leitung der Elektrizität in Metallen wird der elektrische Strom dadurch zustande gebracht, daß negativ geladene Korpuskeln gegen den Strom treiben. Da es die Korpuskeln und nicht die Atome des Metalles sind, die den Strom erzeugen, so ist der Durchgang des Stromes durch das Metall nicht mit einem Transport der Atome in der Stromrichtung verbunden; nach dem Transport der Korpuskeln hat man oft gesucht, aber man hat ihn niemals entdeckt. Wir wollen zwei Methoden betrachten, nach denen ein solcher Transport hervorgebracht werden kann.

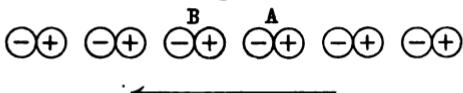
Bei der ersten Methode nehmen wir an, daß alle Korpuskeln, die an der Elektrizitätsleitung teilnehmen, mit ihrer Umgebung in eine Art Temperaturgleichgewicht gekommen sind, d. h. daß sie so viel Zusammenstöße gemacht haben, daß ihre mittlere kinetische Energie gleich der eines Gasmoleküls bei der Temperatur des Metalles geworden ist. Die Korpuskeln sind dann nicht nur in dem Augenblick frei, wenn der Strom fließt, sondern sie sind zu dieser Zeit bereits hinreichend lange frei gewesen, um genug Zusammenstöße gemacht haben zu können, so daß sie mit dem Metall, in welchem sie sich bewegen, in Temperaturgleichgewicht gekommen sind. Die Korpuskeln, welche wir betrachten, sind also diejenigen, deren Freiheit von langer Dauer ist. Nach dieser Ansicht wird das Treiben der Korpuskeln, welches den

Strom bildet, durch die direkte Wirkung des elektrischen Feldes auf die freien Korpuskeln hervorgebracht.

Zweite Methode. — Es ist jedoch leicht einzusehen, daß der Strom durch das Metall durch Korpuskeln getrieben sein kann, die in gerader Linie von einem Atom kommen und sich beim ersten Zusammenstoß in einem anderen festsetzen; solche Korpuskeln würden nicht frei sein in dem Sinne, wie wir vorher das Wort gebraucht haben, und sie würden keine Gelegenheit haben, mit ihrer Umgebung in Temperaturgleichgewicht zu kommen. Um zu sehen, wie die Leitung durch solche Korpuskeln bewirkt werden kann, bemerken wir, daß das Freiwerden von Korpuskeln von den Atomen durch einen Vorgang bewirkt werden muß, der von der gegenseitigen Entfernung der Metallatome abhängt. Dies muß der Fall sein, weil das Verhältnis der Leitfähigkeit eines Metalles im Zustande von Dampf zur Leitfähigkeit desselben Metalles im festen Zustande außerordentlich klein ist im Vergleich mit dem Verhältnis der Dichtigkeiten in den beiden Zuständen. Einige interessante Versuche über diesen Punkt sind von Strutt ausgeführt worden; wenn Quecksilber in einem Gefäß auf Rotglut erhitzt wurde, so daß der Druck und die Dichte außerordentlich groß wurden, so war die Leitfähigkeit des Dampfes ungefähr nur ein Zehnmillionstel von der Leitfähigkeit von festem Quecksilber. Wenn aber die Korpuskeln leicht ein Atom verlassen und in ein anderes übergehen, wenn die Atome des Metalles dicht zusammengepackt sind, so können wir sehen, wie die Elektrizität fließen kann, ohne daß eine Anhäufung von Korpuskeln stattfindet. Um einen bestimmten Fall vor Augen zu haben, wollen wir uns vorstellen, die Atome des Metalles wirkten so aufeinander, als ob jedes Atom ein elektrisches Duplet wäre, d. h. als ob es auf der einen Seite positive und auf der anderen negative Elektrizität hätte. Wenn ein solches Aggregat von Atomen dicht zusammengedrückt würde, so würden die Atome eine bedeutende Kraft aufeinander ausüben, und die von einem Atom *A* auf ein anderes *B* ausgeübte Kraft könnte bewirken, daß eine Korpuskel aus *B* herausgerissen wird. Wenn diese frei geworden ist und für eine beträchtliche Zeit umhergestoßen wird, so würde sie eine von der vorher betrachteten Klasse von Korpuskeln bilden, aber selbst wenn sie in gerader Linie von *B* nach *A* käme, könnte sie dazu beitragen, den Strom zu treiben. Wenn die Atome ganz

regellos angeordnet wären, so würde, wenn auch ein Austausch von Korpuskeln zwischen benachbarten Atomen stattfände, keine vorherrschende Strömung von Korpuskeln in einer Richtung und also kein Strom entstehen. Wenn aber die Atome unter der Einwirkung einer elektrischen Kraft polarisiert werden, so werden die Atome, wenn z. B. die Kraft horizontal und von links nach rechts wirkt, sich so anzuordnen streben, daß die negativen Enden auf der linken und die positiven auf der rechten Seite liegen. Man betrachte zwei benachbarte Atome, A und B (Fig. 19).

Fig. 19.



Wenn eine Korpuskel aus A ausgetrieben und in B hineingetrieben wird, so wird sie am negativen Ende von A austreten und am positiven Ende von B eintreten; es werden also von rechts nach links mehr Korpuskeln gehen, als in jeder anderen Richtung; dies wird einen Strom von links nach rechts, d. h. in der Richtung der elektrischen Kraft zur Folge haben.

Wir wollen die Konsequenzen jeder dieser beiden Theorien entwickeln, um Material zu bekommen, durch welches sie geprüft werden können.

Ein Stück Metall enthält nach der ersten dieser Theorien eine große Anzahl von freien Korpuskeln, die in dem Volumen des Metalles zerstreut sind. Diese Korpuskeln können sich zwischen den Atomen des Metalles ebenso frei bewegen wie die Luftmoleküle in den Zwischenräumen eines porösen Körpers. Die Korpuskeln stoßen mit den Metallatomen sowie miteinander zusammen, und bei diesen Zusammenstößen erleiden sie Veränderungen in der Geschwindigkeit und der Bewegungsgröße; diese Zusammenstöße spielen genau dieselbe Rolle wie die Zusammenstöße zwischen den Molekülen in der kinetischen Gastheorie. In dieser Theorie wird bewiesen, daß die Wirkung solcher Zusammenstöße darin besteht, daß ein stationärer Zustand entsteht, in welchem die mittlere kinetische Energie eines Moleküls nur von der absoluten Temperatur abhängt; sie ist unabhängig vom Druck und der Natur des Gases; sie ist also für Wasserstoff dieselbe wie für Luft. Wir können die Korpuskeln als ein sehr leichtes Gas betrachten,

so daß die mittlere kinetische Energie der Korpuskeln nur von der Temperatur abhängt und dieselbe ist wie die mittlere kinetische Energie eines Moleküls Wasserstoff bei dieser Temperatur. Da aber die Masse einer Korpuskel nur ungefähr $\frac{1}{1700}$ der Masse eines Atoms Wasserstoff und also nur ungefähr $\frac{1}{3400}$ der Masse eines Moleküls Wasserstoff ist, so muß der Wert des Quadrates der Geschwindigkeit einer Korpuskel 3400 mal so groß sein als der Wert derselben Größe für das Molekül Wasserstoff bei derselben Temperatur. Also muß die mittlere Geschwindigkeit der Korpuskel ungefähr 58 mal so groß sein wie die eines Moleküls Wasserstoff bei der Temperatur des Metalles, in dem sich die Korpuskeln befinden. Bei 0°C ist die mittlere Geschwindigkeit des Wasserstoffmoleküls ungefähr $1,7 \times 10^5 \text{ cm/sec}$; also ist die mittlere Geschwindigkeit der Korpuskeln in einem Metall bei dieser Temperatur ungefähr 10^7 cm/sec oder annähernd 60 Meilen. Obgleich diese Korpuskeln geladen sind, so findet doch keine Elektrizitätsströmung in dem Metall statt, da sich ebensoviel Korpuskeln in der einen als in der entgegengesetzten Richtung bewegen. Anders liegen jedoch die Verhältnisse, wenn eine elektrische Kraft durch das Metall hindurch wirksam ist. Die Änderung in der Geschwindigkeit der Korpuskeln, die durch diese Kraft bewirkt wird, ist zwar im allgemeinen sehr klein im Vergleich mit der mittleren Geschwindigkeit der Korpuskeln, aber sie wirkt für alle Korpuskeln in derselben Richtung und erzeugt eine Art von Wind, welcher bewirkt, daß die Korpuskeln in der entgegengesetzten Richtung strömen als die elektrische Kraft wirkt (da die Ladung der Korpuskeln negativ ist); die Geschwindigkeit des Windes ist die den Korpuskeln durch die elektrische Kraft erteilte Geschwindigkeit. Wenn u diese Geschwindigkeit und n die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit des Metalls ist, so ist die Anzahl der Korpuskeln, die in einer Sekunde durch die Flächeneinheit senkrecht zur elektrischen Kraft gehen, gleich nu . und wenn e die Ladung der Korpuskel ist, so ist die Elektrizitätsmenge, welche in einer Sekunde durch diese Fläche geführt wird, gleich nue ; diese Menge ist die Stärke des elektrischen Stromes in dem Metall; wenn wir diese mit i bezeichnen, so haben wir die Gleichung $i = nue$. Wir wollen jetzt u durch X , die elektrische Kraft in dem Metall ausdrücken. Während sich die Korpuskel in dem Intervall zwischen zwei Zusammenstößen auf freiem Wege

bewegt, wirkt die elektrische Kraft auf sie, und zwar so, daß sich die Korpuskel gegen die Kraftrichtung zu bewegen strebt. Wenn aber ein Zusammenstoß stattfindet, so ist der Stoß so heftig, daß die Korpuskel in derselben Richtung und mit derselben Geschwindigkeit fortfliegt, als ob sie nicht unter der Einwirkung des elektrischen Feldes gestanden hätte. Die Wirkung des elektrischen Feldes wird also sozusagen bei jedem Zusammenstoß vernichtet; nach dem Zusammenstoß muß die elektrische Kraft von neuem zu wirken anfangen, und die der Korpuskel von dem elektrischen Felde erteilte Geschwindigkeit ist diejenige, welche es ihr während der freien Weglänge erteilt. Jeans hat gezeigt, daß von der auf ein Molekül ausgeübten Wirkung nach einem Zusammenstoß mit einem anderen Molekül etwas erhalten bleibt, daß also gewissermaßen ein Zusammenstoß die Wirkungen der Vorgeschichte des Moleküls nicht vollständig vernichtet. Um den Betrag des Restes berechnen zu können, müssen wir die Natur des Vorganges kennen, den wir einen Zusammenstoß nennen; in unserem Falle ist dieser Vorgang nicht von Wichtigkeit. Wenn m die Masse der Korpuskel ist, so wächst die Geschwindigkeit, welche die Korpuskel der Wirkung der elektrischen Kraft verdankt, gleichförmig von Null am Anfang der freien Weglänge bis $X \frac{e}{m} t$ am Ende derselben, wenn t die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen ist; also ist die mittlere Geschwindigkeit, welche durch die Kraft erzeugt wird, $\frac{1}{2} X \frac{e}{m} t$, und dies ist die Geschwindigkeit, welche den Teilchen durch die elektrische Kraft erteilt wird. Wenn wir auf den Rest der Wirkung der elektrischen Kraft Rücksicht nehmen wollen, so können wir dies in der Weise tun, daß wir einen Faktor β in den Ausdruck aufnehmen und sagen, daß die mittlere Geschwindigkeit u , welche durch das elektrische Feld bewirkt wird, gleich $\frac{1}{2} \beta \frac{X e}{m} t$ ist. Solange wir aber über die Natur des Zusammenstoßes zwischen einer Korpuskel und dem Atom nichts näheres wissen, können wir von β weiter nichts sagen, als daß es eine Zahl ist, die etwas größer als eins ist. Da $u = \frac{1}{2} \beta \frac{X e}{m} t$ und $i = n u e$, so haben wir $i = \frac{1}{2} \beta \frac{X e^2 t}{m}$.

Wenn nun aber die elektrische Kraft nicht außergewöhnlich groß ist, so ist die durch die elektrische Kraft bewirkte Änderung in der Geschwindigkeit der Korpuskel ganz unbedeutend im Vergleich mit c , der mittleren Geschwindigkeit der Korpuskel. Wir können daher $t = \lambda/v$ setzen, wenn λ die mittlere freie Weglänge der Korpuskel ist; also ist

$$i = \frac{1}{2} \beta n \frac{X e^2}{m} \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{2} \beta n \frac{X e^2 \lambda v}{mv^2}.$$

Nun ist mv^2 die doppelte mittlere kinetische Energie einer Korpuskel und also die doppelte kinetische Energie eines Moleküls Wasserstoff bei derselben Temperatur; mv^2 ist also gleich $2\alpha\vartheta$, wenn ϑ die absolute Temperatur und $2\alpha = 7,2 \times 10^{-14}/273$ ist.

Aus der Gleichung

$$i = \frac{1}{2} \beta n \frac{X e^2 \lambda v}{mv^2} = \frac{1}{4} \frac{\beta}{\alpha \vartheta} n e^2 \lambda v X$$

ersehen wir, daß das spezifische Leitungsvermögen des Metalls gleich $\beta n e^2 \lambda v / 4 \alpha \vartheta$ ist; das spezifische Leitungsvermögen ist also nach dieser Theorie unabhängig von der elektrischen Kraft X , so daß das Ohmsche Gesetz gültig ist.

Wenn die elektrische Kraft so groß wäre, daß die einer Korpuskel während der freien Weglänge erteilte Geschwindigkeit im Vergleich mit der mittleren Geschwindigkeit der Korpuskel groß wäre, so würde der Ausdruck für den Zusammenhang zwischen Strom und elektrischer Kraft eine andere Form annehmen. In diesem Falle wird die Geschwindigkeit des Teilchens durch das Feld erzeugt; wenn also w diese Geschwindigkeit ist, so ist

$$\frac{1}{2} m w^2 = X e \lambda \text{ oder } w = \sqrt{\frac{2 e X \lambda}{m}}; \text{ die mittlere Geschwindigkeit}$$

$$\text{ist halb so groß, also } \sqrt{\frac{e X \lambda}{2 m}}, \text{ und der Strom } i = n e \sqrt{\frac{e X \lambda}{2 m}}.$$

In diesem Falle würde also der Strom nicht der elektrischen Kraft, sondern der Quadratwurzel aus derselben proportional sein, so daß das Ohmsche Gesetz nicht mehr gelten würde. Dieser Zustand würde aber nur dann eintreten, wenn die elektrische Kraft außerordentlich groß wäre, so groß, daß wir sie durch keines der uns zu Gebote stehenden Mittel realisieren könnten. Denn $X e \lambda$ müßte groß sein im Vergleich mit der mittleren kinetischen Energie

einer Korpuskel, die bei 0°C gleich $3,6 \times 10^{-14}$ ist. Nun ist aber e gleich 10^{-20} , also muß $X\lambda$ groß sein im Vergleich mit $3,6 \times 10^6$. Wir kennen die freie Weglänge einer Korpuskel in einem Metall nicht, da aber die freie Weglänge in Luft, deren Dichte bei Atmosphärendruck 0,0015 ist, nur 10^{-5} cm ist, so kann die mittlere Weglänge in einem Metall kaum größer als 10^{-7} cm sein. Also muß der Wert von X , welcher erforderlich ist, um der Korpuskel eine kinetische Energie zu erteilen, die groß ist im Vergleich mit derjenigen, die sie vermöge der Temperatur des Metalles besitzt, von der Ordnung 10^{14} sein, d. h. sie muß eine Million Volt pro Centimeter sein. Wir haben keine Erfahrung darüber, wie sich ein Leiter unter der Wirkung von Kräften von dieser Größe verhalten würde.

Wenn wir annehmen, daß λ von der Ordnung 10^{-7} ist, so kommen wir zu einer Schätzung von n , der Anzahl der Korpuskeln in einem Cubikcentimeter Metall. Für Silber z. B., dessen spezifisches Leitungsvermögen bei 0° gleich $1/1600$ ist, erhalten wir vermittelst des Ausdrückes, den wir für das Leitungsvermögen gefunden haben,

$$\frac{1}{1600} = \frac{\beta}{4} \frac{n e^2 \lambda v}{\alpha \vartheta};$$

wenn wir $e = 10^{-20}$, $\lambda = 10^{-7}$, $v = 10^7$, $\beta = 1$, $2\alpha\vartheta = 7,2 \times 10^{-14}$ setzen, so finden wir $n = 9 \times 10^{28}$.

Nun sind in einem Cubikcentimeter Silber ungefähr $1,6 \times 10^{23}$ Atome Silber enthalten, und so können wir aus dieser durchaus nicht sehr genauen Schätzung den Schluß ziehen, daß selbst in einem guten Leiter wie Silber die Anzahl der Korpuskeln mit der Anzahl der Atome vergleichbar ist.

Wenn die Träger nicht Korpuskeln, sondern Körper mit einer größeren Masse wären, so würde die Anzahl der Träger größer als die soeben gefundene sein. Denn aus der vorhergehenden Formel folgt, daß, wenn die Träger mit dem Metall in Temperaturgleichgewicht sind, $n\lambda v$ konstant sein muß, wenn das Leitungsvermögen gegeben ist. Wenn daher die Masse der Träger viel größer ist als die Masse einer Korpuskel und also v und λ viel kleiner wären, so müßte n viel größer sein, d. h. die Anzahl der Träger in Silber müßte viel größer sein als die Anzahl der Silberatome, ein Ergebnis, welches beweist, daß die Masse eines Trägers nicht mit der Masse eines Atoms vergleichbar sein kann.

Vergleich des Wärmeleitungsvermögens mit dem elektrischen Leitungsvermögen.

Wenn ein Teil des Metalles eine höhere Temperatur hat als ein anderer, so ist die mittlere kinetische Energie der Korpuskeln in den wärmeren Teilen größer als in den kälteren. Infolge der Zusammenstöße mit den Metallatomen, welche Änderungen in der Energie zur Folge haben, führen die Korpuskeln Wärme von den wärmeren zu den kälteren Teilen des Metalles über; so wird wenigstens ein Teil der Wärmeleitung durch das Metall durch die Korpuskeln bewirkt. Wenn wir annehmen, daß die gesamte Leitung in dieser Weise vor sich geht, so können wir das Wärmeleitungsvermögen durch dieselben Größen wie das elektrische Leitungsvermögen ausdrücken. In den Lehrbüchern der kinetischen Gastheorie wird bewiesen, daß das Wärmeleitungsvermögen k eines Gases durch den Ausdruck

$$k = \frac{1}{3} n \lambda v a$$

gegeben ist (siehe Jeans, Kinetik Theory of Gases, p. 259). Hier ist k in mechanischen Einheiten gemessen und die Wirkung der Erhaltung der Geschwindigkeiten nach den Zusammenstößen ist vernachlässigt. Um also k mit dem elektrischen Leitungsvermögen c zu vergleichen, müssen wir in dem Ausdruck für die letztere Größe $\beta = 1$ setzen; dann erhalten wir:

$$c = \frac{n \lambda v e^2}{4 \alpha \theta};$$

also ist

$$k/c = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha^2 \theta}{e^2}.$$

In dem Ausdruck für c/k sind also die Größen n und λ , welche bei verschiedenen Metallen verschiedene Werte haben, nicht enthalten, so daß die Theorie der korpuskularen Leitung zu dem Schluß führt, daß das Verhältnis des elektrischen Leitungsvermögens zum Wärmeleitungsvermögen für alle Metalle dasselbe und der absoluten Temperatur der Metalle umgekehrt proportional ist.

Den Wert des Verhältnisses der beiden Leitungsvermögen können wir nach der vorhergehenden Theorie in folgender Weise

berechnen: Wenn p der Druck eines Gases ist, von dem das Cubikcentimeter n Moleküle enthält und wenn die absolute Temperatur ϑ ist, so ist

$$p = \frac{e}{3} \alpha \vartheta \cdot n;$$

folglich

$$\frac{\alpha \vartheta}{e} = \frac{3 p}{2 n e}.$$

Nun ist e die Ladung eines Wasserstoffatoms, und wenn n die Anzahl der Wasserstoffmoleküle in einem Cubikcentimeter Gas bei einem Atmosphärendruck (d. h. 10^6 Dyn) und bei 0°C ist, so haben wir, da eine elektromagnetische Elektrizitätseinheit 1,2 ccm Wasserstoff bei diesem Druck und dieser Temperatur frei macht,

$$2,4 n e = 1;$$

also ist bei 0°C

$$\frac{\alpha \vartheta}{e} = 3,6 \times 10^6;$$

also ist bei dieser Temperatur in absolutem Maß

$$\frac{k}{c} = \frac{4}{3} \frac{\alpha^2 \vartheta^2}{e^2 273} = 6,3 \times 10^{10}.$$

Die Tabelle (a. f. S.) enthält die Werte von k/c für eine große Anzahl von Metallen, die Jaeger und Diesselhorst bestimmt und in ihrer höchst wertvollen Abhandlung über diesen Gegenstand mitgeteilt haben.

Man wird bemerken, daß die beobachteten Werte des Verhältnisses der beiden Leitungsvermögen, des thermischen und des elektrischen, für viele Metalle mit dem theoretischen Werte genau übereinstimmen, während sie für andere bedeutend voneinander abweichen. Auch der Temperaturkoeffizient dieses Verhältnisses steht für viele Metalle mit der Theorie im Einklang. Nach der Theorie ist das Verhältnis der absoluten Temperatur proportional; dies gibt einen Temperaturkoeffizienten von 0,366 Proz. und man sieht, daß für viele Metalle der Temperaturkoeffizient von dieser Ordnung ist.

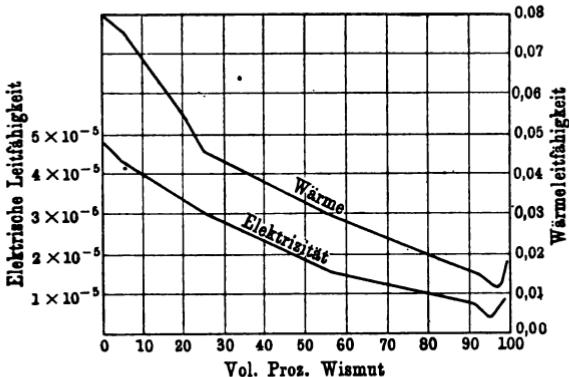
Für Legierungen ist das Verhältnis des Wärmeleitungsvermögens zum elektrischen Leitungsvermögen nicht annähernd so konstant wie für reine Metalle. Aber selbst bei Legierungen ist jede beträchtliche Änderung des elektrischen Leitungsvermögens

Metall	Wärmeleitungsvermögen Elektr. Leitungsvermögen	Temperatur- koeffizient dieses Verhältnisses Prozent
	bei 18° C	
Kupfer, gewöhnliches	$6,76 \times 10^{10}$	—
Kupfer (1), rein	$6,65 \times 10^{10}$	0,39
Kupfer (2), rein	$6,71 \times 10^{10}$	0,39
Silber, rein	$6,86 \times 10^{10}$	0,37
Gold (1)	$7,27 \times 10^{10}$	0,36
Gold (2), rein	$7,09 \times 10^{10}$	0,37
Nickel	$6,99 \times 10^{10}$	0,39
Zink (1)	$7,05 \times 10^{10}$	0,38
Zink (2), rein	$6,72 \times 10^{10}$	0,38
Cadmium, rein	$7,06 \times 10^{10}$	0,37
Blei, rein	$7,15 \times 10^{10}$	0,40
Zinn, rein	$7,85 \times 10^{10}$	0,34
Aluminium	$6,86 \times 10^{10}$	0,43
Platin (1)	$7,76 \times 10^{10}$	—
Platin (2), rein	$7,53 \times 10^{10}$	0,46
Palladium	$7,54 \times 10^{10}$	0,46
Eisen (1)	$8,02 \times 10^{10}$	0,43
Eisen (2)	$8,38 \times 10^{10}$	0,44
Stahl	$9,03 \times 10^{10}$	0,35
Wismut	$9,84 \times 10^{10}$	0,15
Konstantan (80 Cu, 40 Ni) . . .	$11,06 \times 10^{10}$	0,23
Manganin (84 Cu, 4 Ni, 12 Mn)	$9,14 \times 10^{10}$	0,27

von einer entsprechenden Änderung des Wärmeleitungsvermögens begleitet; dies wird durch die in Fig. 20 gegebenen Kurven veranschaulicht, die einer Abhandlung von Schulze entlehnt sind [Ann. d. Phys. 9, 584 (1902)] und die die beiden Leitungsfähigkeiten für Wismut-Bleilegierungen angeben. Die Kurven sind, wie man sieht, annähernd parallel und haben ein Minimum ungefähr an derselben Stelle. In der Regel, wenn auch mit einigen Ausnahmen, ist das Verhältnis des thermischen zum elektrischen Leitungsvermögen für Legierungen größer als für reine Metalle. Diese und manche andere Eigenschaften der Elektrizitätsleitung durch Legierungen lassen sich nach Lord Rayleigh (Nature 54, 154; „Collected Works“ 4, 232) in folgender Weise erklären: Lord Rayleigh weist darauf hin, daß es bei einem Gemisch von

Metallen infolge ihrer thermoelektrischen Eigenschaften etwas gibt, was experimentell nicht von Widerstand zu unterscheiden ist und was abwesend ist, wenn die Metalle rein sind. Um dies zu verstehen, wollen wir annehmen, die gemischten Metalle seien in dünnen Schichten angeordnet, und zwar so, daß die benachbarten Schichten aus verschiedenen Metallen bestehen; ferner nehmen wir an, der Strom gehe durch den Körper senkrecht zu den Metallschichten. Wenn nun ein Strom durch die Berührungsstelle zweier Metalle geht, so wird, wie Peltier gezeigt hat, die Berührungsstelle erwärmt, wenn der Strom in der einen Richtung fließt, und abgekühlt, wenn er in der entgegengesetzten Richtung fließt, und die Wärme, welche entwickelt oder absorbiert wird, ist proportional

Fig. 20.



der Stromstärke. Wenn also ein Strom durch das System abwechselnder Schichten zweier Metalle geht, so wird die eine Oberfläche jeder Schicht abgekühlt und die andere erwärmt. In der Säule von Metallschichten werden also Temperaturdifferenzen entstehen, die der Stromstärke proportional sind. Diese erregen eine thermoelektrische Kraft, die dem Strome entgegenwirkt und der Stromstärke proportional ist. Eine solche Kraft hat aber dieselbe Wirkung wie ein Widerstand. In einem Metallgemisch ist also außer dem eigentlichen Widerstande ein „falscher Widerstand“ thermoelektrischen Ursprungs, der in reinen Metallen nicht vorhanden ist. Dieser falsche Widerstand, welcher zu dem anderen Widerstand hinzukommt, macht den elektrischen Widerstand von

Legierungen größer, als er nach der Theorie sein sollte. Hierdurch erklärt sich die Tatsache, daß das Verhältnis des thermischen zum elektrischen Widerstand bei Legierungen größer ist als bei reinen Metallen.

Aus den Versuchen von Deward und Fleming über den Einfluß sehr niedriger Temperaturen auf den Widerstand von reinen Metallen und von Legierungen geht hervor, daß zwischen den Widerständen reiner Metalle und den Widerständen von Legierungen ein fundamentaler Unterschied besteht. Der Widerstand von reinen Metallen nimmt nämlich gleichförmig mit der Temperatur ab und verschwindet anscheinend in der Nähe des absoluten Nullpunktes; der Widerstand von Legierungen dagegen verschwindet bei diesen sehr niedrigen Temperaturen keineswegs, sondern nähert sich, wie es scheint, einem bestimmten Grenzwerte.

Das elektrische Leitungsvermögen eines Metalls ist proportional der Anzahl n der freien Korpuskeln in der Volumeinheit. Da nun eine freie Korpuskel fortwährend von den Atomen in ihrer Bewegung gehemmt und festgehalten wird, so müssen die Korpuskeln, wenn sich das Metall in einem stationären Zustande befindet, in statischem Gleichgewicht sein, weil die Anzahl der in der Zeiteinheit frei werdenden Korpuskeln gleich der Anzahl derjenigen sein muß, welche in derselben Zeit durch Wiedervereinigung mit den Atomen verschwinden. Es ist anzunehmen, daß die Anzahl der Wiedervereinigungen in der Zeiteinheit der Anzahl der Zusammenstöße in dieser Zeit, d. h. n/τ proportional ist; dabei ist τ das Intervall zwischen zwei Zusammenstößen, und τ ist gleich λ/v , wenn λ die freie Weglänge und v die Geschwindigkeit der Korpuskel ist. Demnach ist die Anzahl der Wiedervereinigungen in der Zeiteinheit gleich $\gamma \frac{nv}{\lambda}$, wenn γ das Verhältnis zwischen der Anzahl der Zusammenstöße, die zu Wiedervereinigungen führen, und der Gesamtanzahl der Zusammenstöße ist. Wenn q die Anzahl der Korpuskeln ist, die in einer Sekunde in einem Cubikcentimeter entstehen, so ist die Bedingung für das statische Gleichgewicht

$$q = \gamma \frac{nv}{\lambda}.$$

Also wird das elektrische Leitungsvermögen eines Metalles ausgedrückt durch die Gleichung:

$$c = \frac{1}{4} \frac{\beta}{\gamma} \frac{q \lambda^2 e^2}{\alpha \vartheta}.$$

Für die meisten reinen Metalle ist das Leitungsvermögen umgekehrt proportional der absoluten Temperatur ϑ ; hieraus schließen wir, daß $q \lambda^2$ von der Temperatur unabhängig sein muß. Es ist nun nicht anzunehmen, daß sich λ mit der Temperatur schneller ändert als der Abstand zwischen zwei Molekülen, eine Größe, deren Änderung mit der Temperatur von derselben Ordnung ist wie die linearen Dimensionen des Körpers, und die daher durch den Wärmeausdehnungskoeffizienten, also eine sehr geringe Größe repräsentiert wird. Da nun $q \lambda^2$ unabhängig von der Temperatur ist und λ^2 sich mit der Temperatur nur langsam ändert, so müssen die Änderungen von q mit der Temperatur nur gering sein. Wir kommen also zu dem Schluß, daß die Dissoziation des Atoms, welche die Korpuskeln erzeugt, nicht in erheblichem Grade die Wirkung der Temperatur sein kann. Es ist zu erwarten, daß ein Salz eines Metalles weniger freie Korpuskeln enthält und daher ein geringeres Leitungsvermögen besitzt als das Metall selbst. Denn in dem Salz sind die Atome des Metalles sämtlich positiv geladen und haben bereits Korpuskeln verloren, die dauernd in die Atome des elektronegativen Elementes übergesiedelt sind. Aus den positiv geladenen Metallatomen können die Korpuskeln nicht leicht entweichen, und die Bildung freier Korpuskeln wird viel langsamer erfolgen als in dem reinen Metall, wo außer den positiv geladenen Atomen auch neutrale und negativ geladene Metallatome anwesend sind.

Theorie der Strahlung von Lorentz.

Wärmestrahlung kann durch das Zusammenstoßen von Korpuskeln mit Atomen hervorgebracht werden. Bei einem solchen Zusammenstoß erleidet die Korpuskel rasche Änderungen ihrer Geschwindigkeit und sie sendet daher, wie auf S. 44 erklärt wurde, Stoßwellen intensiver elektrischer und magnetischer Kraft aus; die Dicke dieser Stoßwellen ist gleich dem Abstand, welcher während der Dauer eines Zusammenstoßes vom Licht durchlaufen wird. Daher wird jedes Metallatom von Zeit zu Zeit, wenn k von den



Korpuskeln getroffen wird, den Mittelpunkt von Stoßwellen intensiver elektrischer und magnetischer Kraft bilden. Diese Kräfte werden in einem Punkte in der Nähe des Atoms in sehr abrupter Weise wechseln. Ein Stoß intensiver elektrischer Kraft von sehr kurzer Dauer wird durch den Punkt gehen; dann wird ein Intervall folgen, in welchem die elektrische Kraft verschwindet; dann wird, nach Ablauf der Zwischenzeit zwischen zwei Zusammenstößen, ein neuer intensiver Stoß durch den Punkt gehen. Trotzdem nun die elektrische Kraft in dieser abrupten Weise wechselt, kann sie, wie uns der Satz von Fourier lehrt, als Summe einer Anzahl von Gliedern von der Form $\cos(pt + e)$ dargestellt werden, wenn t die Zeit bedeutet. Jedes dieser Glieder repräsentiert eine harmonische Welle elektrischer Kraft, und nach der elektromagnetischen Lichttheorie ist eine harmonische Welle elektrischer Kraft eine Lichtwelle oder eine Welle strahlender Wärme. So können wir das unregelmäßige, ruckweise wechselnde elektrische Feld, welches durch den Zusammenstoß erzeugt wird, so auffassen, als ob es aus der Superposition einer Anzahl von Lichtwellen oder Wellen strahlender Wärme herrührte, und wenn wir die Schwingungsamplitude der Störung für irgend eine Periode berechnen können, so können wir auch die in dem Licht dieser Periode von einem Molekül ausgesandte Energie und folglich auch durch Summation die von dem Metall ausgesandte Energie berechnen.

Lorentz hat gezeigt, wie man von der ganzen Gruppe von Wellen, die das von den Zusammenstößen herrührende elektrische Feld bilden, die Amplituden derjenigen berechnen kann, deren Wellenlänge sehr groß ist im Vergleich mit der freien Weglänge der Korpuskeln, und er hat bewiesen, daß die Energie in den Schwingungen, deren Frequenz zwischen q und δq liegt, die in einer Sekunde pro Oberflächeneinheit einer Platte von der Dicke λ ausgegeben wird, gleich

$$\frac{4q^2dq}{6\pi^2c} 4\pi e^2 n \lambda v$$

ist; c ist die Lichtgeschwindigkeit, e die Ladung der Korpuskel, λ die mittlere freie Weglänge einer Korpuskel und v die mittlere Geschwindigkeit ihrer fortschreitenden Bewegung. Dieser Ausdruck gibt die von dem Körper in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energie an. Um den Betrag der Energie von dieser Frequenz zu

finden, die in dem Körper anwesend ist, wenn die Strahlung in einem stationären Zustande ist, müssen wir die Absorption dieser Energie in ihrem Laufe durch den Körper in Betracht ziehen. Man denke sich einen Körper aus Säulen von parallelen Platten zusammengesetzt. Wenn in einem solchen Körper keine Absorption stattfände, so würde die von den entferntesten Teilen ausgesandte Energie jeden beliebigen Punkt Q erreichen, und wenn der Körper unendlich groß wäre, so würde auch die Energiemenge pro Volumeneinheit bei Q unendlich groß sein. Wenn dagegen eine starke Absorption stattfände, so daß die Strahlung auf der Strecke eines Millimeters vollständig absorbiert würde, so würden offenbar die Teile des Körpers, welche von Q weiter als 1 mm entfernt sind, keine Energie nach Q senden, und die Energie bei Q würde, einerlei, wie groß der Körper ist, von endlicher Größe sein. Wenn die Energie in dem Körper in einen stationären Zustand gekommen ist, so muß die von irgend einem Teil ausgegebene Energie gleich dem durch Absorption aufgenommenen Betrage sein. Dies setzt uns in den Stand, die Energiemenge pro Volumeneinheit des Körpers zu finden, wenn sich die Strahlung in einem stationären Zustande beendet. Der Absorption dieser sehr langen Wellen in einem Leiter liegt dieselbe Ursache zugrunde, wie der Wärmeentwicklung in dem Leiter, wenn er von einem elektrischen Strom durchflossen wird, da diese Wellen durch elektrische und magnetische Kräfte erzeugt werden. Wenn eine elektrische Kraft auf einen Leiter wirkt und einen elektrischen Strom von der Stärke i erzeugt, so ist die in der Zeiteinheit von der Volumeneinheit absorbierte Energie X^2 ; wenn also σ der spezifische Widerstand des Leiters ist, so ist, weil $\sigma i = X$ ist, die in der Zeiteinheit absorbierte Energie gleich X^2/σ . Dies müssen wir durch E , die Energie pro Volumeneinheit in dem Leiter, ausdrücken. Die eine Hälfte dieser Energie röhrt von dem elektrischen Felde her, die andere Hälfte von dem magnetischen Felde, welches das elektrische Feld begleitet. Die von dem elektrischen Felde herrührende Energie ist pro Volumeneinheit gleich $\frac{X^2}{8 \pi c^2}$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium ist. Also ist $E = \frac{X^2}{4 \pi c^2}$ und $X^2 = 4 \pi c^2 E$; X^2/σ , die in der Zeiteinheit absorbierte Energie, ist also für die Volumeneinheit gleich

$$\frac{4 \pi c^2 E}{\sigma}$$

und für die Oberflächeneinheit einer Platte von der Dicke Δ gleich

$$\frac{4 \pi c^2 E \Delta}{\sigma}.$$

Nun ist in einem stationären Zustande die ausgesandte Energie gleich der absorbierten. Der Ausdruck für die ausgesandte Energie ist auf S. 60 gegeben. Wenn wir diesen dem Ausdruck für die absorbierte Energie gleichsetzen, so erhalten wir:

$$\frac{4 \pi c^2 E \Delta}{\sigma} = \frac{\Delta q^2 d q}{6 \pi^2 c} 4 \pi e^2 n \lambda v \dots \dots \quad (1)$$

Nun ist aber (s. S. 54)

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{e^2 \lambda n v}{4 \alpha \vartheta},$$

wenn ϑ die absolute Temperatur bezeichnet. Durch Einsetzung dieses Wertes von $1/\sigma$ in Gleichung (1) erhalten wir:

$$c^2 E \frac{e^2 \lambda n v}{4 \alpha \vartheta} = \frac{q^2 d q}{6 \pi^2 c} e^2 n \lambda v \dots \dots \quad (2)$$

Die Größen n und λ , durch die sich verschiedene Substanzen voneinander unterscheiden, kommen auf beiden Seiten der Gleichung in derselben Form vor; die eine Seite drückt die Absorption, die andere die Strahlung aus, und wir sehen, daß das Verhältnis beider von der Natur der Substanz unabhängig ist. Hierdurch erklärt sich das Kirchhoffsche Gesetz, daß Substanzen von hohem Strahlungsvermögen auch ein hohes Absorptionsvermögen besitzen. Wenn man in der Gleichung (2) die gleichen Faktoren hinwegdividiert, so erhält man:

$$E = \frac{2 \alpha \vartheta}{3 \pi^2 c^3} q^2 d q;$$

und wenn λ die Wellenlänge der Schwingung ist, deren Frequenz q ist, so ist

$$q = 2 \pi \frac{c}{\lambda},$$

also

$$E = \frac{16}{3} \frac{\pi \alpha \vartheta}{\lambda^4} d \lambda.$$

Dies ist der Ausdruck für die Energie pro Volumeinheit, deren Wellenlänge zwischen λ und $d\lambda$ liegt, wenn die absolute Temperatur ϑ ist. Dieser Ausdruck enthält keine Konstante, die von der Natur des Körpers abhängt; er muß also für alle Körper bei derselben Temperatur dieselbe sein. Der Ausdruck für E ist von der Form $f(\lambda\vartheta) \frac{d\lambda}{\lambda^5}$, wenn $f(\lambda\vartheta)$ eine Funktion von λ und ϑ bedeutet. Die Untersuchungen von Wien haben gezeigt, daß nur eine Formel von diesem Typus mit den Werten der Strahlung in Einklang steht, die von ihm und von anderen bei Versuchen mit Körpern von verschiedenen Temperaturen beobachtet wurden. Der vorhergehende Ausdruck ist von der von Lord Rayleigh vorgeschlagenen Form (Phil. Mag., Juni 1900).

Da $\alpha\vartheta$ die mittlere kinetische Energie eines Gases bei der absoluten Temperatur ϑ ist, so können wir den Wert von α berechnen; dieser ermöglicht uns dann eine Schätzung der durch den vorhergehenden Ausdruck gegebenen Strahlung. Wenn diese Schätzung mit dem beobachteten Werte übereinstimmt, so würde dies sehr zugunsten der Theorie sprechen.

Nach der kinetischen Gastheorie ist, wenn p der Druck und N die Anzahl der Moleküle pro Volumeinheit des Gases ist,

$$p = \frac{1}{3} N m v^2;$$

also ist $\frac{1}{2} m v^2$, die mittlere kinetische Energie eines Teilchens, gleich $3p/2N$; da nun $\frac{1}{2} m v^2 = \alpha\vartheta$ ist, so ist

$$\alpha\vartheta = \frac{3p}{2N}.$$

Bei einem Drucke von 760 mm Quecksilber und einer Temperatur von 0°C ist aber $p = 10^6$, $\vartheta = 273$ und $N = 4 \times 10^{19}$, also $\alpha = 1,32 \times 10^{-16}$. Wenn wir annehmen, daß die Strahlung durch die Gleichung (1) ausgedrückt wird, so können wir, wenn wir den Betrag der Strahlung kennen, die Gleichung benutzen, um α zu finden. Lorentz hat diesen Wert aus den Versuchen von Lummer und Pringsheim und Kurlbaum abgeleitet und gefunden, daß $\alpha = 1,2 \times 10^{-16}$ ist. Die Versuchsresultate stimmen also mit der Theorie sehr gut überein, was sehr für die Richtigkeit der Theorie spricht. Es muß jedoch hervorgehoben werden, daß wir denselben Ausdruck für die strahlende Energie gefunden

haben würden, einerlei, welches die Masse oder die Ladung der bewegten geladenen Körper ist, die nach unserer Annahme diese Energie durch ihre Zusammenstöße erzeugen und durch ihre Bewegung im elektrischen Felde absorbieren, wenn nur die mittlere kinetische Energie dieser Körper denselben Wert hat, den wir für die Korpuskeln angenommen haben.

Die in dieser Weise von Lorentz berechnete Energie ist nur ein Teil der infolge der Zusammenstöße ausgestrahlten Energie. Sie ist der Teil, welcher, wenn die durch die Zusammenstöße erzeugten elektrischen Kräfte nach der Methode von Fourier als die Summe einer Anzahl harmonischer Komponenten ausgedrückt werden, demjenigen Teile der Störung entspricht, der durch die Glieder mit sehr großen Wellenlängen ausgedrückt werden kann. Die Störung besteht aber, wie wir gesehen haben, aus einer Folge von äußerst dünnen Stoßwellen. Die Dicke dieser Stoßwellen ist nämlich mit dem Abstande vergleichbar, der während der Dauer eines Zusammenstoßes vom Licht durchlaufen wird, während der von Lorentz berechnete Teil nur derjenige Teil ist, der durch harmonische Glieder dargestellt werden kann, deren Wellenlänge groß ist im Vergleich mit dem Abstande, der vom Licht nicht während der kurzen Dauer eines Zusammenstoßes, sondern in dem viel längeren Intervall zwischen zwei Zusammenstößen durchlaufen wird. Die Untersuchung von Lorentz läßt offenbar einen großen Teil der Strahlung außer Betracht, und dieser Teil, welcher aus der Anhäufung einer Anzahl von dünnen Stoßwellen entspringt, ist den Röntgenstrahlen analog, ja er besteht tatsächlich aus Röntgenstrahlen, und zwar hauptsächlich aus einem Typus, der sehr leicht absorbiert wird, da die Korpuskeln, welche ihn erzeugen, sich viel langsamer bewegen als die Korpuskeln in einer gewöhnlichen Röntgenröhre. Eine mathematische Untersuchung führt in der Tat zu dem Schluß, daß von der bei einem Zusammenstoß ausgestrahlten Energie mehr diesem Typus angehört, als dem von Lorentz berechneten langwelligen Typus. Der Charakter der Strahlung hängt von der Dauer eines Zusammenstoßes zwischen der Korpuskel und einem Molekül ab. Wenn diese Dauer so kurz ist, daß der vom Licht während des Zusammenstoßes durchlaufene Abstand sehr klein ist im Vergleich mit der Wellenlänge des Lichtes im sichtbaren Teile des Spektrums, so ist die resultierende Strahlung vom Typus der Röntgenstrahlen

nd nicht sichtbares Licht. Wenn dagegen die Dauer eines Zusammenstoßes so lang ist, daß das Licht während dieser Zeit einen Abstand durchlaufen kann, der mit der Wellenlänge von Licht im sichtbaren Teile des Spektrums vergleichbar ist, so ist die resultierende Strahlung sichtbares Licht, und die größte Intensität dieses Lichtes liegt in demjenigen Teile des Spektrums, wo die Wellenlänge mit dem vom Licht während eines Zusammenstoßes durchlaufenen Abstande vergleichbar ist, d. h. wo die Schwingungsperiode des Lichtes mit der Dauer eines Zusammenstoßes vergleichbar ist. Die Intensität von Licht, welches geringere Wellenlängen hat als dieses, nimmt sehr schnell ab, wenn die Wellenlänge kleiner wird. Bei diesen Zusammenstößen von längerer Dauer ist also die Strahlung gewöhnliches Licht, dessen Intensität an einer bestimmten Stelle des Spektrums ein Maximum erreicht und dann in der Region kleinerer Wellenlängen schnell abnimmt. Dies sind die charakteristischen Eigenschaften der von einem schwarzen Körper ausgesandten Strahlung. Wir wissen aber, daß der Charakter der Strahlung von einem solchen Körper nur von der Temperatur und gar nicht von der Natur des Körpers abhängt; also hängt die Farbe des Lichtes, bei welcher die Intensität der Strahlung ein Maximum ist, nur von der Temperatur ab, und sie nähert sich dem blauen Ende des Spektrums, wenn die Temperatur erhöht wird. Nach der Theorie, daß diese Strahlung aus dem Zusammenstoß von Korpuskeln entspringt, hängt die Wellenlänge, bei welcher die Intensität der Strahlung ein Maximum ist, von der Dauer des Zusammenstoßes ab; wenn daher die Strahlung von heißen Substanzen in der angenommenen Weise entsteht, so muß die Dauer eines Zusammenstoßes zwischen einer Korpuskel und einem Molekül der Substanz von der Natur der Substanz unabhängig sein und nur von der Temperatur abhängen, und je höher die Temperatur ist, desto kürzer muß die Dauer des Zusammenstoßes sein.

Vermittelst des zweiten Gesetzes der Thermodynamik hat man nachgewiesen, daß, wenn der Körper die absolute Temperatur Θ hat, der Energiebetrag in dem Teil des Spektrums zwischen den Wellenlängen λ und $\lambda + d\lambda$ von der Form $\lambda^{-5} \varphi(\lambda \Theta) d\lambda$ sein muß; φ ist eine Funktion, die sich nicht ausschließlich aus thermodynamischen Sätzen ableiten läßt. Die mathematische Theorie der Entstehung der Strahlung durch Zusammenstöße beweist, daß diese Energie durch einen Ausdruck von der Form:

$$\lambda^{-5} F \left(\frac{\lambda}{V T} \right) d\lambda$$

gegeben ist, in welchem T die Dauer des Zusammenstoßes, V die Geschwindigkeit des Lichtes und F eine Funktion bedeutet, deren Form von der Natur der während des Zusammenstoßes wirkenden Kräfte abhängt. Wenn man diese beiden Ausdrücke vergleicht, so sieht man, daß T der absoluten Temperatur ϑ , d. h. dem Quadrat der Geschwindigkeit der Korpuskeln umgekehrt proportional sein muß. Die Geschwindigkeit der Korpuskeln ist bei 0° C, wenn sie mit der Umgebung in Temperaturgleichgewicht sind, ungefähr 10⁷ cm/sec, und die Wellenlänge, bei der die Intensität bei 0° am größten ist, ist ungefähr 10⁻³ cm. In einer Röntgenröhre, welche harte Strahlen gibt, ist die Geschwindigkeit der Korpuskeln ungefähr 10¹⁰ cm/sec oder gleich dem 10³fachen der Geschwindigkeit der Korpuskeln in einem Metall; wenn also das Gesetz der Dauer der Stoße richtig ist, so muß die von dem Stoß der Korpuskeln in der Röhre erzeugte Strahlung ein Maximum für eine Wellenlänge von 10⁻³/10⁶ oder 10⁻⁹ cm sein, da dies von derselben Ordnung ist wie die Dicke einer Stoßwelle sehr durchdringender Röntgenstrahlen. Dies bildet eine Bestätigung des Gesetzes der Dauer der Zusammenstoße.

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf das Fließen eines elektrischen Stromes; der Halleffekt.

Hall fand, daß die Stromlinien eines elektrischen Stromes in einem metallischen Leiter um einen gewissen Winkel gedreht werden, wenn der Leiter in ein Magnetfeld gebracht wird. Die Drehung ist von der Art wie sie sein würde, wenn außer der elektromotorischen Kraft, die den Strom erzeugt, noch eine zweite derartige Kraft wirkte, die auf der Richtung der magnetischen Kraft senkrecht steht. Wenn also eine horizontale elektromotorische Kraft, die einen Strom von rechts nach links erzeugt, auf ein dünnes Metallstück in der Ebene des Papiers wirkt und die Platte in ein magnetisches Feld gebracht wird, dessen Kraftlinien senkrecht zur Ebene des Papiers und nach unten gerichtet sind, so wird der Strom so gedreht, als ob eine kleine vertikale elektromotorische Kraft in der Ebene des Papiers auf das Metall wirkte. In einigen Metallen, z. B. Wismut und Silber, ist diese Kraft

vertikal nach oben, bei anderen, z. B. Eisen, Kobalt und Tellur, vertikal nach unten gerichtet. In manchen Legierungen soll sie für schwache magnetische Kräfte die eine und für starke Kräfte die entgegengesetzte Richtung haben. In vielen Fällen ist sie der magnetischen Kraft nicht proportional. Nach der Theorie der Elektrizitätsleitung, welche wir betrachtet haben, ist zu erwarten, daß die Stromlinien eines elektrischen Stromes unter dem Einfluß eines Magnetfeldes eine Drehung erleiden, wie sich aus der folgenden Betrachtung ergibt.

Wir wollen annehmen, daß durch die Platte ein elektrischer Strom von rechts nach links geht. Dies zeigt nach unserer Auffassung des elektrischen Stromes an, daß die negativen Korpuskeln eine durchschnittliche Geschwindigkeit von rechts nach links haben. Die durchschnittliche Geschwindigkeit dieser Strömung der negativen Korpuskeln sei u . Wenn eine magnetische Kraft senkrecht zur Platte auf die Korpuskeln nach unten wirkt, so wirkt auf sie in der Ebene des Papiers eine vertikal nach oben gerichtete Kraft von der Größe Heu , wenn e die Ladung der Korpuskel und H die Stärke der magnetischen Kraft ist. Die auf die Korpuskel wirkende Kraft ist dieselbe als wenn eine elektromotorische Kraft in der Ebene des Papiers vertikal nach unten wirkte. Es würde also eine Drehung der Stromlinien von demselben Zeichen und derselben Art wie der Halleffekt in Wismut stattfinden. Wenn dies jedoch eine erschöpfende Darstellung der Einwirkung des Magnetfeldes auf den Strom wäre, so müßte der Halleffekt in allen Metallen dasselbe Zeichen wie für Wismut haben und in allen Fällen der magnetischen Kraft proportional sein. Beides ist aber nicht der Fall. Da der Halleffekt vom entgegengesetzten Zeichen sein würde, wenn die Träger der Elektrizität in dem Metall nicht negativ, sondern positiv geladene Teilchen wären, haben einige Physiker, um die Existenz von Halleffekten vom entgegengesetzten Zeichen zu erklären, angenommen, daß die Elektrizität in den Metallen durch zwei verschiedene Träger bewegt wird, von denen die einen positiv und die anderen negativ geladen sind, und daß in manchen Metallen die negativen, in anderen dagegen die positiven Träger vorherrschen. Gegen diese Annahme lassen sich aber nach meiner Ansicht zwei erhebliche Einwände geltend machen. Erstens haben wir keinen Beweis für die Existenz positiv geladener Teilchen, die ihren Weg leicht



unser Theorie in den zentralen und zweiten ordnet die Annahme einer die vertheilten mit dem Elektricitäts zusammenhängenden Erregungen. Sie würde allerdings die Existenz von Härdfasern zu vertheiltem Leidende erklären, aber nach dieser Theorie würde die Wirkung des Elektricitäts der magnetischen Kraft zugleich das sein, was hervorzu ziehen für alle Substanzen der Erde ist.

Die Konsequenzen der Theorie des Elektricitäts läßt vermuten, daß er durch verschiedene Formen hervorgerufen wird, aber wir können nicht i. S. geübte Elektrizitätsschwinger zu Hilfe zu nehmen, sondern müssen ihnen auf welche sich die Verschiedenheit des Leidens und des Faktors der direkten Proportionalität mit der magnetischen Kraft vortheilen läßt. In der vorhergehenden Untersuchung haben wir nur den Einfluß der magnetischen Kraft auf die Teilchen während seiner freien Weglänge untersucht. Dagegen haben wir den Einfluß der magnetischen Kraft auf die Zusammenziehung des Körperschalen und den Körper vertheilt ausgeübt. Es ist jedoch leicht zu begreifen, wie ein magnetisches Feld gezeugtes Moleküle verlassen kann, sich zu anstreben, und sie eine drehende Wirkung auf die Bewegung einer Ionen zu üben, wenn die Körperschale mit einem Molekül zusammenstößt und daß das Drehen dieser Wirkung in manchen Fällen passiere und in anderen Fällen das entgegengesetzte sein kann wie das Drehen der Ionen. Da durch das magnetische Feld erzeugt wird während die Körperschale ihre freie Weglänge zurücklegt kann leicht sich z. B. einer Körper, dessen Moleküle keine Angabe sind, wenn er anderer Körper so in ein Magnetfeld gesetzt wird, dessen Kraftlinien vertikal nach unten gerichtet sind, so werden sich die Moleküle des Körpers so anstreben streben, daß ihre Achsen in vertikale Stellung kommen und zwar so, daß die negativen Pole oben und die positiven unten sind. Dann werden in der Nähe des Magneten, in der Regio zwischen seinen Polen, die von dem Magnet beeinflussten Kraftlinien die entgegengesetzte Richtung haben wie die vom Magnetfeld berührenden, und die Intensität der Kraft kann dies nebenan in dem Magnet viel größer sein als die des äußeren Feldes. Wenn in diesem Fall die Körperschale mit einem Molekül zusammenstieße, so würde die Geschwindigkeit in der entgegengesetzten Richtung gedreht werden als sie durch das Magnetfeld

gedreht wurde, bevor die Korpuskel mit dem Molekül zusammenstieß, d. h. während sie ihre mittlere freie Weglänge zurücklegte. In diesem Fall würde der Ausdruck für den Halleffekt aus zweigliedern bestehen, von denen das eine von der freien Weglänge und das andere von den Zusammenstößen herrührt, und diese beiden Glieder würden von verschiedenem Zeichen sein. Wenn die Moleküle kleine Teilchen einer diamagnetischen Substanz wären, so würde, wie leicht einzusehen ist, der von den Zusammenstößen herrührende Effekt von demselben Zeichen sein wie der von der freien Weglänge herrührende. Es verdient vielleicht hervorgehoben zu werden, daß, ausgenommen das Tellur, welches einen ganz abnormalen Wert hat, diejenige Substanz, für welche der Halleffekt den größten negativen Wert hat — wenn man den Effekt der freien Weglänge positiv nennt — das Eisen ist. Es würde von Interesse sein, festzustellen, ob in magnetischen Feldern, die viel stärker sind als die zur Sättigung des Eisens erforderlichen, der Halleffekt das Zeichen ändern würde.

Nach meiner Ansicht darf man jedoch die der kinetischen Gastheorie entstammenden Vorstellungen über die freie Weglänge der Korpuskeln nicht ohne weiteres auf die Bewegung der Korpuskeln in Metallen übertragen. Die Untersuchung der Metalle vermittelst der Mikrophotographie hat gezeigt, daß ihre Struktur äußerst kompliziert ist. Dies ist aus Fig. 21 zu ersehen, welche das Ansehen eines polierten und gebeizten Stückchens Cadmium veranschaulicht. Ein Stück Metall besteht aus einer Anhäufung zahlreicher Kriställchen, und das Ansehen des Metalles, wenn es über die Elastizitätsgrenze hinaus deformiert wird, läßt erkennen, daß sich diese Kriställchen gegeneinander verschieben können. Die Struktur eines Stücks Metall ist also ganz verschieden von der Struktur eines Gases, in welchem die Teilchen in gleichen Ab-

Fig. 21.



ständen verteilt sind. In einem Metall dagegen sind die Moleküle, wie es scheint, zu Gruppen vereinigt, und das Metall selbst ist aus solchen Gruppen aufgebaut. Die Zusammenstöße, durch welche die freie Weglänge der Korpuskel bestimmt wird, finden vielleicht zwischen diesen Gruppen und nicht zwischen den einzelnen Molekülen statt; und wenn dies so ist, so können durch Verschiedenheit der Anzahl von Molekülen in den einzelnen Gruppen große Verschiedenheiten in der freien Weglänge hervorgebracht werden, ohne daß in der Dichte des Metalles eine Änderung eintritt. Wir wollen z. B. annehmen, die Gruppen seien kleine Kugeln, und wollen die freien Weglängen einer Korpuskel vergleichen für die beiden Fälle, daß die Volumeinheit entweder n Kugeln vom Radius a oder m Kugeln vom Radius b enthält und in beiden Fällen der Betrag der Materie pro Volumeinheit derselbe ist. Dann ist $na^3 = mb^3$, und wenn λ_1 und λ_2 die freien Weglängen in den beiden Fällen sind, so ist:

$$\lambda_1 = \frac{1}{n \pi a^3} \quad \text{und} \quad \lambda_2 = \frac{1}{m \pi b^3};$$

da aber $na^3 = mb^3$ ist, so haben wir

$$\lambda_1/\lambda_2 = a/b.$$

In diesem Falle würde also die freie Weglänge dem Radius der Gruppe proportional sein. Also je voluminöser eine Gruppe ist, desto größer ist die freie Weglänge. Wenn also eine Temperaturerhöhung bewirkt, daß die Gruppen bis zu einem gewissen Grade zerfallen und kleiner werden, so würde dies eine erhebliche Verkleinerung der freien Weglänge einer Korpuskel bewirken, ohne daß eine merkliche Änderung der Dichte eintritt, während in einem Gase eine Temperaturerhöhung, die nicht von Änderung der Dichte begleitet ist, falls die Zusammenstöße zwischen den Molekülen eines Gases von der Art der Zusammenstöße harter elastischer Kugeln wären, keine Änderung der freien Weglänge bewirken würde. Wenn die Theorie der Elektrizitätsleitung durch Korpuskeln, die mit ihrer Umgebung in Temperaturgleichgewicht sind, richtig ist, so müssen wir nach meiner Ansicht annehmen, daß die freie Weglänge in hohem Grade von der Temperatur und von der Natur des Metalles abhängig ist. Bei der Betrachtung des Peltiereffektes werden wir sehen, daß die Anzahl der freien Korpuskeln pro Volumeinheit im allgemeinen bei verschiedenen

Metallen nicht sehr verschieden ist, so daß die große Verschiedenheit im elektrischen Widerstand der Metalle mehr aus der Verschiedenheit der freien Weglänge der Korpuskeln als aus der Verschiedenheit der Anzahl der Korpuskeln entspringen muß. Also muß das Verhältnis der freien Weglängen der Korpuskeln von derselben Ordnung sein wie das Verhältnis ihrer Leitungs-fähigkeiten für Elektrizität. Wenn nun die freien Weglängen der Korpuskeln in dem Metall durch dieselben Bedingungen bestimmt wären wie in einem Gas, d. h. wenn $\lambda = N/\pi a^2$ wäre, wenn N die Anzahl der Moleküle in der Volumeinheit und a der Radius der Moleküle ist, so läßt sich beweisen, daß die Verschiedenheit von λ nicht annähernd hinreichend sein würde, um die Verschiedenheit des elektrischen Leitungsvermögens zu erklären. N können wir nämlich bestimmen, indem wir die Dichte des Metalles durch sein Atomgewicht dividieren, und den Wert von a^3 können wir aus den Werten der Brechungsexponenten von Verbindungen der verschiedenen Metalle ableiten. Auf diese Weise finden wir, daß die Verschiedenheiten von $1/N\pi a^2$ nicht annähernd so groß sind wie die Verschiedenheiten in dem elektrischen Leitungs-vermögen, und daß zwischen diesen beiden Größen nur ein geringer oder vielleicht gar kein Zusammenhang besteht. Wenn die Theorie, welche wir diskutieren, richtig ist, so muß ferner der Wert von λ nicht nur für verschiedene Metalle, sondern auch für dasselbe Metall bei verschiedenen Temperaturen sehr verschieden sein. Dies folgt aus der Betrachtung des Thomson-Effektes, d. h. des Wärmetransportes durch einen elektrischen Strom, der durch einen ungleich erwärmten Leiter fließt.

Peltiersche Potentialdifferenz zwischen Metallen.

Wir wollen in Gedanken zwei Metalle A und B von gleicher Temperatur in Berührung bringen und annehmen, daß der Druck der Korpuskeln (d. h. $1/3 N m v^2$, wo N die Anzahl der Korpuskeln in der Volumeinheit, m die Masse und v die mittlere Geschwindigkeit der Korpuskeln ist) in A größer ist als in B . Dann werden Korpuskeln von A nach B strömen; da aber diese Korpuskeln negativ geladen sind, so wird durch den Strom der Korpuskeln B negativ und A positiv geladen. Die Anziehung der positiven Elektrizität in A verhindert die Korpuskeln am Entweichen, und

der Strom wird aufhören, wenn die Anziehung der positiven Elektrizität in A und die Abstoßung der negativen in B die Wirkung der Druckdifferenz gerade aufhebt. Die positive Ladung in A und die negative in B werden sich dicht an der Trennungsfläche befinden, und diese beiden Ladungen erzeugen eine elektrische Potentialdifferenz zwischen A und B , die wir in folgender Weise berechnen können.

Wir wollen annehmen, zwischen den beiden Substanzen A und B sei eine dünne Schicht, in welcher der Übergang von A nach B allmählich stattfindet. Es sei N die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeneinheit in der Entfernung x von einer der Grenzebenen dieser Schicht, p der Druck der Korpuskeln an dieser Stelle und X die elektrische Kraft. Wenn dann e die Ladung einer Korpuskel ist, so ist die auf die Korpuskeln pro Volumeneinheit wirkende Kraft $X Ne$. Diese muß, wenn Gleichgewicht besteht, durch die Kraft ausgeglichen sein, welche aus der Druckänderung von einer Seite der Schicht bis zur anderen entspringt.

Die von dem Druck erzeugte Kraft ist $\frac{dp}{dx}$; folglich ist

$$\frac{dp}{dx} = X Ne.$$

Wenn aber ϑ die absolute Temperatur ist, so ist

$$p = \frac{2}{3} \alpha N \vartheta;$$

wenn also die Temperatur durch die Schicht hindurch konstant ist, so haben wir

$$\frac{2}{3} \alpha \vartheta \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} = Xe.$$

Wenn wir beide Seiten dieser Gleichung durch die Schicht hindurch integrieren, so erhalten wir

$$\frac{2}{3} \frac{\alpha \vartheta}{e} \log \frac{N_1}{N_2} = V,$$

wo V die Potentialdifferenz zwischen den beiden Seiten der Schicht ist und N_1 und N_2 die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeneinheit bzw. in A und B sind. Beim Übergang durch die Berührungsstelle zweier Metalle muß also eine endliche Änderung des Potentials stattfinden, falls nicht die Anzahl der Korpuskeln

in beiden Metallen dieselbe ist. Nun ist $\frac{2}{3} \alpha \vartheta/e = p/Ne$, und da dies für alle Gase dasselbe ist, so können wir Wasserstoff bei 0°C und einem Atmosphärendruck wählen, für den $p = 10^6$ und $Ne = 0,41$ ist; also ist bei 0°C $\frac{2}{3} \alpha \vartheta/e = 2,5 \times 10^6$, folglich in Volt ausgedrückt:

$$V = \frac{1}{40} \cdot \frac{\vartheta}{273} \log \frac{N_1}{N_2} \dots \dots \dots \quad (1)$$

Die Potentialdifferenzen, welche in dieser Weise entstehen, sind nicht den Voltaschen Potentialdifferenzen zwischen zwei Metallen vergleichbar, denn zur Erzeugung einer Potentialdifferenz von 1 Volt müßte

$$\log N_1/N_2 = 40 \quad \text{oder} \quad N_1/N_2 = 2,36 \times 10^{17}$$

sein, was mit den Werten der Widerstände zweier Metalle wie Kupfer und Zink ganz unvereinbar ist. Verhältnismäßig kleine Änderungen in der Anzahl der Korpuskeln würden jedoch Potentialdifferenzen erzeugen, die sich ganz gut mit denjenigen vergleichen lassen, die durch den Peltiereffekt gemessen werden, d. h. durch die Erwärmung oder Abkühlung der Berührungsstelle zweier Metalle, wenn ein elektrischer Strom durch dieselbe hindurchgeht. Zwei Metalle, für die der Peltiereffekt außergewöhnlich groß ist, sind z. B. Antimon und Wismut; V ist in diesem Falle für 0°C ungefähr $1/30$ Volt; also ist, wie aus Gleichung (1) zu ersehen ist, für diese beiden Metalle $\log(N_1/N_2) = 1,33$ oder $N_1/N_2 = 3,8$. Wenn also im Antimon die Anzahl der Korpuskeln in der Volumeneinheit ungefähr viermal so groß wäre als im Wismut, so würden wir nach dieser Theorie Peltiereffekte von annähernd richtigem Betrage erhalten. Da der Peltiereffekt für Antimon und Wismut viel größer ist als für die meisten anderen Metallpaare, so folgt aus der Theorie, daß im allgemeinen die Anzahl der freien Korpuskeln pro Volumeneinheit bei den verschiedenen Metallen nicht sehr verschieden ist. Aus den Peltiereffekten der verschiedenen Metalle mit einem Normalmetall können wir das Verhältnis der Anzahl der Korpuskeln in diesen Metallen zur Anzahl in dem Normalmetall ableiten. Da nun bei derselben Temperatur die Leitfähigkeit der Metalle dem Produkt aus der Anzahl der Korpuskeln pro Volumeneinheit und der freien Weglänge einer Korpuskel in dem Metall proportional ist, können wir dann weiter das Verhältnis der freien Weglängen in den ver-

schiedenen Metallen ableiten und sehen, ob die in dieser Weise erhaltenen freien Weglängen mit den anderen Eigenschaften der Metalle vereinbar sind. Das Ergebnis einer solchen Vergleichung führt nach meiner Ansicht zu dem Schluß, daß der Mechanismus, durch den nach unserer Annahme der elektrische Strom durch einen Leiter getrieben wird, höchstens nur einen Teil des Leitungsprozesses in Metallen bildet. Für die Richtigkeit dieses Schlusses sprechen unter anderem die großen Änderungen des elektrischen Widerstandes mancher Metalle, welche beim Schmelzen eintreten. Änderungen, die, wie es scheint, von keiner entsprechenden Änderung des thermoelektrischen Verhaltens der betreffenden Metalle begleitet sind. So sind die Leitungsfähigkeiten von Zinn, Zink und Blei beim Schmelzpunkt dieser Metalle im festen Zustande fast doppelt so groß wie im flüssigen. Diese Metalle ziehen sich beim Erstarren zusammen, so daß die mittlere Entfernung der Moleküle voneinander im flüssigen Zustande größer ist als im festen. Das elektrische Leitungsvermögen ist proportional dem Produkt aus N , der Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit und λ , der freien Weglänge einer Korpuskel. Da der Abstand der Moleküle voneinander im flüssigen Zustande größer ist als im festen, so wäre zu erwarten, daß die freie Weglänge der Korpuskeln größer ist; wenn aber $N_1 \lambda_1$ und $N_2 \lambda_2$ bzw. die Werte von $N\lambda$ für den festen und den flüssigen Zustand sind, so ist $N_1 \lambda_1 = 2 N_2 \lambda_2$, und da λ_2 größer als λ_1 ist, so muß N_1 größer als $2 N_2$ sein. Dies würde aber mit Rücksicht auf die Gleichung⁽¹⁾ einen Peltiereffekt zwischen dem festen und dem flüssigen Metall bedeuten, der ungefähr halb so groß wie der zwischen Wismut und Antimon, also außerordentlich groß wäre. Nun konnten Fitzgerald, Minarelli und Obermeyer (G. Wiedemann, Elektrizität II, S. 289) keine plötzliche Änderung in thermoelektrischen Stromkreisen aus diesen Metallen entdecken, wenn sie aus dem festen in den flüssigen Zustand übergingen. Wenn sich die Anzahl der freien Korpuskeln auf die Hälfte vermindert, so würde sich die Wirkung sehr deutlich gezeigt haben. Die Bestimmung der relativen Anzahl der Korpuskeln in den beiden Aggregatzuständen führt also zu ganz verschiedenen Ergebnissen, je nachdem sich diese Bestimmung auf Daten stützt, die aus dem thermoelektrischen Verhalten oder aus dem elektrischen Widerstande der Metalle in den beiden Zuständen abgeleitet sind. Die

Verschiedenheit der Ergebnisse ist zu groß, als daß sie sich auf Fehler in den experimentellen Daten zurückführen ließe.

Der Thomsons effekt.

Lord Kelvin zeigte, daß in einigen Metallen durch einen elektrischen Strom Wärme von den warmen nach den kalten Teilen des Metalls übertragen wird, während in anderen Metallen die Übertragung von Wärme in der entgegengesetzten Richtung stattfindet. Wir wollen den Betrag dieser Wärmeübertragung nach unserer Theorie berechnen. Es sei AB ein Metallstab und die Temperatur nehme in der Richtung von A nach B zu. Wenn der Druck der Korpuskeln von der Temperatur abhängt, so müssen elektromotorische Kräfte in der Richtung des Stabes wirken, um zu verhindern, daß sich die Korpuskeln unter dem Einfluß dieser Druckdifferenzen bewegen. Ist p der Druck der Korpuskel in einem Punkte in der Entfernung x vom Ende A , so ist die Kraft, welche auf die Korpuskeln wirkt, die zwischen zwei Ebenen in den Entfernungen x und $x + \Delta x$ von A liegen, pro Flächeneinheit dieser Ebenen gleich $\Delta x \frac{dp}{dx}$, und zwar wirkt sie von rechts nach links. Um das Gleichgewicht herzustellen, müssen wir eine elektromotorische Kraft Xe haben, welche die Korpuskeln von links nach rechts zu bewegen strebt und die durch die Gleichung

$$Xe n \Delta x = \frac{dp}{dx} \Delta x$$

oder

$$Xe = \frac{1}{n} \frac{dp}{dx}$$

bestimmt ist, wenn n die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit in der Entfernung x von A ist. Wenn ϑ die absolute Temperatur des Stabes bei A ist, so haben wir (siehe S. 63)

$$p = \frac{2}{3} n \alpha \vartheta,$$

also

$$Xe = \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{dx} (\alpha n \vartheta).$$

Also wird eine Korpuskel, während sie sich von $x + \delta x$ bis x bewegt, dem Metall eine Wärmemenge entziehen, deren mechanisches Äquivalent gleich $Xe \delta x$ oder

dann die Korpuskeln in einen stationären Zustand gekommen sind, so ist

$$\frac{dp}{dx} = Xe(n + \xi);$$

nun ist $p = \frac{2}{3} \alpha(n + \xi) \vartheta$, wo $\alpha\vartheta$ die mittlere kinetische Energie einer Korpuskel bei der absoluten Temperatur ϑ ist; und da von x unabhängig ist, so haben wir, vorausgesetzt, daß ξ im Vergleich mit n klein ist,

$$\frac{2}{3} \alpha\vartheta \cdot \frac{d\xi}{dx} = Xen;$$

nun ist aber, wenn e in elektrostatischen Einheiten gemessen wird.

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\xi e,$$

also

$$\frac{2}{3} \alpha\vartheta \frac{d^2\xi}{dx^2} = 4\pi e^2 n \xi,$$

oder

$$\xi = A e^{-px},$$

wo $p^2 = \frac{4\pi e^2 n}{\frac{2}{3} \alpha\vartheta}$ und A eine Konstante ist. Um A zu finden.

haben wir $e \int_0^\infty \xi dx = Q$, wenn Q die Ladung pro Flächeneinheit

ist; setzt man den Wert von ξ ein, so erhält man $\frac{eA}{p} = Q$ oder

$$\xi = \frac{pQ}{e} e^{-px}.$$

Der Wert von ξ ist also merklich, solange x im Vergleich mit $1/p$ nicht groß ist; wir können also $1/p$ oder $(\alpha\vartheta/6\pi e^2 n)^{1/2}$ als das Maß der Dicke der Schicht nehmen, die von der Elektrizität eingenommen wird; wenn wir für $\alpha\vartheta$ und e die Werte $3,6 \times 10^{-14}$ und 3×10^{-10} setzen, so finden wir, daß bei $0^\circ C$

$$\frac{1}{p} = (10^8 / 15\pi n)^{1/2}.$$

Da nun

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi e \xi,$$

o haben wir

$$X = 4\pi Q \varepsilon^{-px}$$

ind

$$\int_0^{\infty} X dx = \frac{4\pi Q}{p}.$$

Dies ist die Potentialdifferenz zwischen der Oberfläche und einem Punkt im Innern; hieraus ist zu ersehen, daß, wenn wir einem hohlen Konduktor, dessen Oberfläche auf dem Potential Null gehalten wird, eine Ladung Elektrizität mitteilen, das Innere dieses Konduktores nicht, wie gewöhnlich in der Elektrostatik angenommen wird, auf dem Potential Null bleibt, sondern sich um $4\pi Q/p$ ändert, wenn Q die Ladung pro Flächeneinheit des Konduktores ist. Wenn wir also die durch eine bekannte Ladung erzeugte Änderung messen, so können wir p und folglich n durch die Gleichung $15\pi n = 10^6 p^2$ bestimmen. Wenn die Anzahl der Korpuskeln mit der Anzahl der Moleküle des Metalles vergleichbar ist, die wir gleich 10^{22} bis 10^{23} annehmen können, so ist p mit 10^8 vergleichbar, und folglich ist die Dicke der Schicht, in der die Elektrizität verteilt ist, von der Ordnung von 10^{-8} cm. In diesem Falle wird die Änderung des Potentials des Innern, die durch irgend eine auch noch so starke Ladung bewirkt wird, gering sein, aber vielleicht nicht so klein, um unmeßbar zu sein. Wenn sich der Konduktor in Luft von Atmosphärendruck befände, so würde der größte Wert von $4\pi Q$, der ohne Funkenbildung möglich ist, in elektrostatischem Maße gleich 100 sein. Wenn sich der Konduktor in einem festen Dielektrikum, z. B. Paraffin, befände, so ließe sich wahrscheinlich $4\pi Q$ auf 1000 steigern, ohne daß eine Entladung stattfände. Wenn $4\pi Q$ gleich 10^8 und $p = 10^8$ ist, so würde die Änderung des Potentials in elektrostatischem Maße 10^{-5} oder gleich 3×10^{-3} eines Volt sein, und dies müßte durch Messung festzustellen sein.

Bose und andere haben durch Versuche zu ermitteln versucht, ob der elektrische Widerstand eine Änderung erleidet, wenn man einem sehr dünnen Leiter eine elektrische Ladung gibt, aber die Versuche haben bis jetzt ein negatives Resultat geliefert. Man könnte auf den ersten Blick erwarten, daß man die Leitfähigkeit des Metallstreifens erhöht, wenn man die Anzahl der negativen Korpuskeln erhöht, indem man dem Metall



eine Ladung negativer Elektrizität gibt; dies muß aber nicht notwendigerweise der Fall sein; denn wenn die Oberfläche nicht glatt, sondern runzlig wäre, so würde sich die Ladung auf den Spitzen der Runzeln befinden; sie würde also gar nicht in dem Wege liegen, den ein Strom durch den Metallstreifen nimmt, indem dieser den kürzesten Weg durch die Vertiefungen der runzeligen Fläche einschlagen würde. Da die Elektrizität nur einen Abstand durchdringt, der mit der Größe der Moleküle vergleichbar ist, so ist es unmöglich, eine derartige Wirkung zu vermeiden, so sorgfältig auch die Oberfläche poliert sein mag.

Wir können jedoch sowohl eine untere als eine obere Grenze für die Anzahl der freien Korpuskeln finden; da wir aber hierbei auf einen Widerspruch stoßen werden, wollen wir nach einer kurzen Erörterung der Bestimmung dieser Grenzen dazu übergehen, die andere auf S. 47 angedeutete Ansicht über die Funktion und die Anordnung der Korpuskeln näher zu betrachten, um zu sehen, ob sich gegen diese Ansicht weniger einwenden läßt.

Eine untere Grenze für die Anzahl der freien Korpuskeln pro Volumeinheit eines Metalles ergibt sich aus den Resultaten der Versuche von Rubens und Hagen über die Reflexion langer Wellen an der Oberfläche von Metallen. Aus diesen Versuchen ergibt sich, daß das elektrische Leitungsvermögen von Metallen, wenn Wellen von 25μ ($\mu = 10^{-4}$ cm) hindurchgehen, dasselbe ist wie das Leitungsvermögen unter stationären elektrischen Kräften, und daß, selbst wenn die Wellen nur 4μ lang sind, das elektrische Leitungsvermögen nur um 20 Proz. von dem Leitungsvermögen für stationäre Kräfte verschieden ist. Es ist leicht zu beweisen, daß, wenn k das Leitungsvermögen unter stationären Kräften ist, wenn die Kräfte wie $\sin nt$ variieren, das

Leitungsvermögen proportional $k \frac{\sin^2 n T}{n^2 T^2}$ ist, wenn $2 T$ das Intervall zwischen zwei Zusammenstößen ist. Ausgenommen, wenn dieses Intervall im Vergleich mit der Periode der elektrischen Kraft klein ist, wird also das Leitungsvermögen bedeutend vermindert. Wäre z. B. T gleich einem Viertel der Periode der Kraft, also $n T = \frac{\pi}{2}$, so würde das Leitungsvermögen auf $1/(\pi/2)^2$ oder 0,4 seines stationären Wertes reduziert sein. Da die Veränderung des Leitungsvermögens für Lichtwellen, deren Länge

$\frac{1}{\mu}$ ist, weniger als dies beträgt, so schließen wir, daß das Intervall zwischen zwei Zusammenstößen kleiner ist als ein Viertel der Periode dieses Lichtes, d. h. kleiner als $3,3 \times 10^{-15}$ Sekunden. Also ist die Geschwindigkeit u unter der Einheit der elektrischen Kraft, da sie gleich $\frac{1}{2} \frac{e}{m} T$ ist, kleiner als $\frac{1}{2} \cdot 3,3 \times 10^{-15} \frac{e}{m}$, und da das Leitungsvermögen k gleich neu ist, so ist n größer als k/eu , d. h. größer als $\frac{k \cdot 10^{15} m}{1,6 e^2}$.

Für Silber ist k ungefähr 5×10^{-4} , und da $e/m = 1,7 \times 10^7$ und $e = 10^{-20}$ ist, so sehen wir, daß n für dieses Metall größer als $1,8 \times 10^{24}$ sein muß.

Dieses Resultat ist es, welches zu der bereits erwähnten Schwierigkeit führt; denn wenn dies die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit wäre, so würde, da jede Korpuskel bei der Temperatur ϑ die Energie $\alpha \vartheta$ besitzt, die Energie, welche erforderlich ist, um die Temperatur der in der Volumeinheit des Metalles enthaltenen Korpuskeln um $1^\circ C$ zu erhöhen, gleich $n \alpha$ sein, und da $\alpha = 1,3 \times 10^{-16}$ ist (siehe S. 63), so würde die Energie, welche der Volumeinheit Silber mitgeteilt werden müßte, um die Temperatur der Korpuskeln allein zu erhöhen, größer sein als $1,3 \times 1,8 \times 10^8$ Erg oder ungefähr 6 Grammkalorien sein. Um aber die Temperatur eines Cubikcentimeters Silbers um einen Grad zu erhöhen, sind nur ungefähr 0,6 Kalorien erforderlich; dieser Energiebetrag ist also erforderlich, um sowohl die Temperatur der Metallatome als auch die Temperatur der Korpuskeln zu erhöhen. So kommen wir zu einem Widerspruch. Der Wert der spezifischen Wärmen der Metalle beweist, daß die Korpuskeln eine gewisse Anzahl nicht übersteigen können, aber diese Anzahl ist viel zu klein, um die beobachteten Leistungsfähigkeiten zu erzeugen, wenn die Intervalle zwischen den Zusammenstößen so klein sind, wie es das Verhalten der Metalle bei den Versuchen von Rubens erfordert.

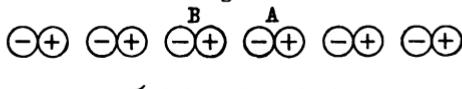
Fünftes Kapitel.

Die zweite Theorie der elektrischen Leitung.

Wir wollen jetzt zur Entwicklung der zweiten Theorie der elektrischen Leitfähigkeit übergehen und sehen, ob sie den Zusammenhang zwischen dem thermischen und dem elektrischen Leistungsvermögen ebensogut zu erklären vermag wie die erste und ob dieselben Einwände gegen sie erhoben werden können wie gegen diese.

Nach dieser Theorie werden die Korpuskeln aus den Metallatomen durch die Wirkung der umgebenden Atome herausgerissen. Um uns eine hinreichend bestimmte Vorstellung von diesem Vorgang zu machen, die uns in den Stand setzt, den Betrag der elektrischen Leitfähigkeit zu berechnen, den er erzeugt, wollen wir annehmen, daß in dem Metall eine große Anzahl von Duplets vorhanden ist, die aus je einem positiv geladenen und einem negativ geladenen Atom bestehen, und daß der Austausch der Korpuskeln in der Weise vor sich geht, daß eine Korpuskel den negativen Bestandteil eines dieser Duplets verläßt und zu dem positiven Bestandteil des anderen übergeht. Unter der Wirkung der elektrischen Kraft streben diese Duplets sich in einer geraden Linie (Fig. 22) anzuordnen, wodurch eine Kette

Fig. 22.



derselben Art wie in der alten Theorie der Elektrolyse von Grotthus entsteht. Indem sich die Korpuskeln in der Richtung des Pfeiles bewegen, bewirken sie ein Strömen negativer Elektrizität gegen die Richtung der elektrischen Kraft oder einen Strom positiver Elektrizität in der Richtung der Kraft.

Wir wollen jetzt die Größe des in dieser Weise erzeugten Stromes berechnen. Man denke sich ein Duplet, welches von einer Ladung $+e$ in Verbindung mit einer Ladung $-e$ gebildet wird, in ein elektrisches Feld gebracht, in welchem die Intensität der elektrischen Kraft X ist. Die potentielle Energie des Duplets, wenn seine Achse (die Verbindungsgeraden der beiden Ladungen) einen Winkel ϑ mit der Richtung der elektrischen Kraft bildet, ist $-Xed \cos \vartheta$, wenn d der gegenseitige Abstand der Ladungen im Duplet ist. Wenn sich die Duplets ebenso verteilen wie in einem Gase, in welchem die Verteilung der potentiellen Energie das Maxwell'sche Gesetz befolgt, so ist die Anzahl derjenigen, welche potentielle Energie V besitzen, proportional e^{-hV} , wenn $1/h = \frac{2}{3}\alpha\vartheta$ und $\alpha\vartheta$, wie vorher, die mittlere kinetische Energie eines Moleküls bei der absoluten Temperatur ϑ ist. Dann ist die Anzahl der Duplets, deren Achsen einen Winkel zwischen ϑ und $\vartheta + d\vartheta$ mit der Richtung von X bilden, proportional $e^{hXed \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta$, und der mittlere Wert von $\cos \vartheta$ für diese Duplets ist gleich

$$\frac{\int_0^{\pi} e^{hXed \cos \vartheta} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^{\pi} e^{hXed \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta}.$$

Wenn nun die elektrische Kraft den Wert, den sie in gewöhnlichen Fällen von Leitung in Metallen hat, nicht bedeutend überschreitet, so ist $Xedh$ außerordentlich klein, denn die Potentialdifferenz, durch welche die Ladung e fallen muß, um die Energie zu erlangen, die ein Molekül bei $0^\circ C$ besitzt, ist ungefähr $1/25$ Volt und h ist dieser Energie umgekehrt proportional; wenn also das elektrische Feld nicht so stark ist, daß zwischen den beiden Bestandteilen des Duplets ein solches Potentialgefälle existiert, so ist $hXed$ klein. Dann ist aber

$$\int_0^{\pi} e^{hXed \cos \vartheta} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{2}{3} h Xed$$

und

$$\int_0^{\pi} e^{hXed \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = 2;$$

also ist der mittlere Wert von $\cos \vartheta$ gleich

$$\frac{1}{3} k X e d \text{ oder } \frac{2}{9} \frac{X e d}{\alpha \vartheta}.$$

Wenn jedes Duplet p mal in der Sekunde eine Korpuskel aussendet, so wird infolge der Polarisation, die wir soeben untersucht haben, die resultierende Strömung von Korpuskeln dieselbe sein, als wenn jedes Duplet eine Korpuskel parallel und entgegen gesetzt der Richtung der elektrischen Kraft $p \times \frac{2}{9} \frac{X e d}{\alpha \vartheta}$ mal in der Sekunde forschleuderte. Wenn also n die Anzahl der Duplets pro Volumeinheit und b der gegenseitige Abstand der Mittelpunkte der Duplets ist, so ist der Strom durch die Flächen einheit:

$$\frac{2}{9} \frac{e^2 X d p n b}{\alpha \vartheta}.$$

Wenn wir annehmen, daß die Orientierung der Achsen der Duplets in einem Metall dasselbe Gesetz befolgt wie in einem Gas, so ist dies der Ausdruck für den Strom durch ein Metall; also ist die elektrische Leitfähigkeit c durch den Ausdruck

$$c = \frac{2}{9} \frac{e^2 d p n b}{\alpha \vartheta}$$

gegeben.

Wärmeleitungsvermögen.

Wenn wir annehmen, daß die kinetische Energie der Korpuskel in einem Duplet der kinetischen Energie, d. h. der Temperatur des Duplets proportional ist, so wird durch den Austausch der Korpuskeln Wärme von den wärmeren Teilen des Metalles nach den kälteren übergeführt und also die Wärmeleitung bewirkt. Wir wollen annehmen, die kinetische Energie einer Korpuskel in einem Duplet von der Temperatur ϑ sei $\alpha \vartheta$. Wenn die Korpuskel von einem Duplet von der Temperatur $\vartheta + \delta \vartheta$ zu einem Duplet von der Temperatur ϑ übergeht, so hat sie, wenn das letztere Duplet eine Korpuskel abgegeben hat, um Platz für die ankommende zu machen, die Übertragung einer Wärmemenge gleich $\alpha \delta \vartheta$ bewirkt. Man betrachte nun die Wärmeübertragung durch eine Ebene senkrecht zum Temperaturgradienten. Die

Anzahl der Korpuskeln, welche in der Zeiteinheit durch diese Fläche gehen, ist gleich $\frac{1}{3} n b \cdot p$. Wenn die Temperaturdifferenz zwischen benachbarten Duplets $\delta\vartheta$ ist, so werden in der Zeiteinheit

$$\frac{1}{3} n b p \alpha \delta\vartheta$$

Wärmeeinheiten durch die Ebene gehen; da aber b die Entfernung zwischen den Duplets ist, ist $\delta\vartheta = \frac{d\vartheta}{dx} b$, wenn x in der Richtung der Wärmeströmung gemessen wird. Also ist das Wärmeleitungsvermögen κ gegeben durch die Gleichung:

$$\kappa = \frac{1}{3} n b^2 p \alpha.$$

Also ist nach dieser Theorie κ/c , das Verhältnis des Wärmeleitungsvermögens zum elektrischen Leitungsvermögen, gleich

$$\frac{3}{2} \frac{b \alpha^2 \vartheta}{d e^2}.$$

Nach der zuerst diskutierten Theorie war dieses Verhältnis gleich

$$\frac{4}{3} \frac{\alpha^2 \vartheta}{e^2}.$$

In einer Substanz, in welcher die Duplets so zahlreich sind, daß sie sich fast berühren, sind d und b nahezu einander gleich, und in diesem Falle würde sich das nach der neuen Theorie berechnete Verhältnis der Leistungsfähigkeiten zu dem nach der alten Theorie berechneten wie 9 zu 8 verhalten. Wenn die Duplets weniger zahlreich sind, so ist b größer als d und das Verhältnis der Leistungsfähigkeiten ist nach der neuen Theorie größer als nach der alten. Die Übereinstimmung zwischen der Theorie und den Versuchsresultaten ist in der neuen Theorie mindestens ebenso gut wie in der alten, denn die neue Theorie gibt für gute Leiter Resultate von der richtigen Größenordnung, während die Anwesenheit des Faktors b/d anzeigt, daß das Verhältnis nicht für alle Substanzen absolut konstant ist, sondern daß es für gute Leiter innerhalb enger und für schlechte Leiter innerhalb weiterer Grenzen variiert. Alles dies steht mit der Erfahrung in Einklang.

Nach dieser Theorie ist bei weitem der größte Teil der Strahlung, die von dem Metall ausgeht, von außerordentlich kurzer Wellenlänge, und zwar ist die Schwingungszeit vergleichbar mit t_1 .

Peltiereffekt und Thomsons effekt.

Diese beiden Effekte kann man nach der zuerst diskutierten Theorie, daß die Korpuskeln durch das Metall verteilt und mit ihm in Temperaturgleichgewicht sind, in folgender Weise entstanden denken. Wenn in der Volumeinheit n Korpuskeln enthalten sind und wenn deren mittlere Geschwindigkeit v ist, so gehen in einer Sekunde durch die Flächeneinheit in dem Metall in einer Richtung $\frac{1}{6}n v$ Korpuskeln. Wenn sich also zwei Metalle A und B berühren, und wenn $n v$ in A nicht dasselbe ist wie in B , so wird die Anzahl der von A nach B strömenden Korpuskeln nicht dieselbe sein wie die Anzahl der von B nach A strömenden. Wir wollen annehmen, der Strom durch A sei größer als der durch B ; A wird also mehr Korpuskeln verlieren als gewinnen und wird also positiv elektrisch werden, B dagegen wird negativ elektrisch werden. Diese Verteilung der Elektrizität wird die Strömung der Korpuskeln von A vermindern und die von B steigern, und die elektrischen Ladungen werden sich anhäufen, bis sie die beiden Strömungen gleich gemacht und einen stationären Zustand erzeugt haben. Diese Akkumulation positiver Elektrizität auf A und negativer auf B werden eine „elektrische Doppelschicht“ bilden, in der eine bestimmte Potentialdifferenz besteht, welche das Maß für den Peltiereffekt an der Berührungsstelle der Metalle bildet. Ebenso wird, wenn der Strom $\frac{1}{6}n v$ von der Temperatur des Metalles abhängt, der Transport von Korpuskeln durch jeden Querschnitt eines ungleich erwärmten Leiters veränderlich sein, und der Zustand des Leiters kann nicht stationär sein; dies wird eine elektrische Kraft erzeugen, welche den Strom durch den Leiter gleichförmig macht, indem sie ihn da, wo er schwach ist, verstärkt, und da, wo er stark ist, schwächt. Diese Kraft repräsentiert den Thomsons effekt.

Nach der zweiten Theorie, nach welcher die Korpuskeln von einem elektrischen Duplet ausgehen und in einem anderen zur Ruhe kommen, findet eine Bewegung von Korpuskeln durch den

des Lichtes ist. Die Energie pro Volumeinheit bei P , welche von diesem magnetischen Felde herrührt, ist gleich $\frac{H^2}{8\pi}$, wenn

$$H = \frac{ef \sin \vartheta}{c OP}$$

ist, und der Betrag dieser Energie, welcher radial durch die Flächeneinheit bei P ausströmt, ist gleich $cH^2/8\pi$. Wenn wir über die Oberfläche der Kugel mit dem Mittelpunkt O und dem Radius OP integrieren, so finden wir, daß der von dem Magnetfelde herrührende Energienfluß in der Zeiteinheit gleich $\frac{1}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$ ist. Ein ebenso großer Energienfluß röhrt von dem elektrischen Felde her; infolgedessen ist die von dem geladenen Körper in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energie gleich $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$, wie zuerst von Larmor bewiesen worden ist.

Der Gesamtbetrag der ausgestrahlten Energie ist:

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2 dt.$$

Wenn wir f als Funktion von t kennen, so können wir den Gesamtbetrag der ausgestrahlten Energie finden. Um zu ermitteln, wieviel von dieser Energie Lichtenergie für ein bestimmtes Intervall von Wellenlängen ist, müssen wir f nach dem Satze von Fourier durch harmonische Funktionen der Zeit ausdrücken.

Wir wollen den folgenden Fall der Bewegung eines geladenen Teilchens in einem festen Körper betrachten. Das Teilchen ist zuerst in Ruhe, kommt dann in Bewegung, hat während der Zeit t_1 die gleichförmige Beschleunigung β und hat am Ende dieser Zeit eine gewisse Geschwindigkeit erreicht; dann bewegt es sich während der Zeit t_2 mit gleichförmiger Geschwindigkeit; am Ende dieser Zeit findet ein Zusammenstoß statt, und wir nehmen an, daß jetzt während der Zeit t_1 eine Beschleunigung $-\beta$ wirkt und das Teilchen zur Ruhe bringt.

Wenn also f als Funktion der Zeit ausgedrückt wird und $t = 0$ angenommen wird, wenn das Teilchen in der Mitte seiner freien Weglänge ist, so ergeben sich für f die folgenden Werte:

diejenigen Kräfte repräsentiert wird, welche erforderlich sind, um den Strom der Korpuskeln in allen Punkten eines ungleich erwärmt Leiters gleichförmig zu machen.

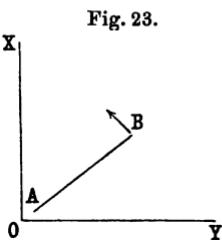
Über den Halleffekt und den Einfluß eines Magnetfeldes auf den elektrischen Widerstand.

Nach der zweiten Theorie der Leitung in Metallen entspringt der Halleffekt aus der Wirkung des Magnetfeldes auf die Verteilung der Achsen der Duplets, die nach dieser Theorie in dem Metall existieren, während er nach der ersten Theorie aus der Wirkung des Magnetfeldes auf die Korpuskeln entspringt.

Um zu verstehen, wie er nach der zweiten Theorie entsteht, wollen wir annehmen, AB sei ein Duplet und es wirke auf es eine elektrische Kraft parallel der x -Achse; dieses elektrische Feld erzeugt ein Kräftepaar, welches die Achse des Duplets in die Richtung der Kraft zu bringen strebt. Wenn die Bewegung des Duplets in einem Magnetfeld stattfindet, so wirken, sobald sich das Duplet zu bewegen anfängt, auf die positive und die negative Ladung an seinen Enden Kräfte, die auf der Richtung der magnetischen Kraft und auf der Bewegungsrichtung der Ladungen senkrecht stehen. Wenn sich das Duplet um einen Punkt in der Mitte zwischen den Ladungen bewegte, so würde die Geschwindigkeit der negativen Ladung gleich und entgegengesetzt derjenigen der positiven sein, so daß von dem Magnetfeld auf die beiden Ladungen dieselbe Kraft ausgeübt werden würde, und die Gesamtwirkung der beiden Kräfte auf das Duplet würde sein, daß es in einer bestimmten Richtung fortgezogen wird, ohne daß die Achse abgelenkt wird; in diesem Falle würde ein Halleffekt überhaupt nicht vorhanden sein. Wenn sich dagegen das Duplet nicht um den Punkt in der Mitte zwischen den Ladungen bewegte, so daß die Geschwindigkeiten dieser Ladungen nicht gleich und entgegengesetzt wären, so würde die von dem Magnetfeld herrührende Kraft, welche auf die eine Ladung wirkt, nicht gleich derjenigen sein, die auf die andere wirkt; die Kräfte würden ein endliches Moment in bezug auf eine Achse durch den Punkt haben, um den sich das Duplet dreht, und es würde ein Kräftepaar wirken, welches die Achse des Duplets abzulenken strebt. Wenn die in dieser Weise entstehenden Kräftepaare sämtlich die

achsen des Duplets in einer Richtung zu drehen strebten, so würde ein Überschuß von Achsen, die in diese Richtung deuten, ber diejenigen vorhanden sein, die in die entgegengesetzte Richtung deuten, und es würde also ein Strom in jener Richtung entstehen. Die magnetische Kraft kann also Seitenströme derelben Art erzeugen wie diejenigen, welche den Halleffekt bilden.

Um diese Wirkung etwas eingehender zu verfolgen, wollen wir untersuchen, was stattfinden muß, wenn der Punkt, um den ich das Duplet AB dreht, mit einer der beiden Ladungen, z. B. der negativen Ladung A , zusammenfällt. Die Richtung der magnetischen Kraft sei OY und die Richtung der elektrischen Kraft OX (Fig. 23). Ein Duplet AB , welches ursprünglich in der Ebene XOY liegt, wird sich unter dem Einfluß der elektrischen Kraft OX nähern; da sich aber die positive Ladung in dem Magnetfeld bewegt, so wirkt auf sie eine nach unten gerichtete Kraft, welche bewirkt, daß B unter die Ebene XOY sinkt und also das negative Ende des Duplets sich über dem positiven befindet. Die Folge würde sein, daß mehr Duplets ihre negativen Enden über den positiven als unter den positiven Enden haben. Es würde also ein vertikal nach unten gerichteter elektrischer Strom entstehen, d. h. ein Strom, der sowohl auf der magnetischen als auf der elektrischen Kraft senkrecht steht, also ein Strom in der Richtung des Halleffekts. Wenn das positive Ende des Duplets anstatt des negativen festgehalten worden wäre, so würde das Kräftepaar, welches die Achse des Duplets zu drehen strebt, umgekehrt werden; also würde die Mehrheit der Duplets ihre positiven Enden über den negativen haben, d. h. es würde ein elektrischer Strom entstehen, der vertikal nach oben anstatt nach unten geht. Dies würde einem Halleffekt vom entgegengesetzten Zeichen als im ersten Falle entsprechen. Das Zeichen des Halleffekts würde davon abhängen, ob das positive oder das negative Ende des Duplets sich schneller bewegt, wenn das Duplet durch die elektrische Kraft abgelenkt wird. Die Neigung, welche die Achse des Duplets infolge der magnetischen Kraft erleidet, macht den mittleren Winkel, den die Achse des Duplets mit der Richtung der elektrischen Kraft bildet, größer, als er in Abwesen-



heit der magnetischen Kraft sein würde, ebenso wie der mittlere Winkel, den ein Pendel, dessen Linse aus einem schnell rotierenden Gyroskop besteht, mit der Vertikalen bildet, größer ist als bei einem Pendel, welches von derselben Stellung mit ruhender Linse ausgeht. Diese Vergrößerung des Winkels zwischen der Richtung der elektrischen Kraft und den Achsen der Duplets hat die Bedeutung, daß die Polarisation und infolgedessen der elektrische Strom schwächer ist, als er in Abwesenheit der magnetischen Kraft sein würde, oder, wie wir es ausdrücken können, der Widerstand, des Leiters wird durch die magnetische Kraft vergrößert.

Es verdient hervorgehoben zu werden, daß die Ausdrücke, die wir für das elektrische und das thermische Leitungsvermögen, die Strahlung und die übrigen elektrischen Wirkungen gefunden haben, die Masse des Trägers nicht enthalten, so daß die Resultate auch gelten würden, wenn die Träger Körper wären, die eine viel größere Masse besitzen als eine Korpuskel.

Sechstes Kapitel.

Die Anordnung der Korpuskeln im Atom.

Wir haben gesehen, daß die Korpuskeln stets von derselben Art sind, einerlei welches die Natur der Substanz ist, aus der sie stammen; dies, in Verbindung mit der Tatsache, daß ihre Masse viel kleiner ist als die Masse irgend eines bekannten Atoms, läßt vermuten, daß sie ein Bestandteil aller Atome sind, ja daß sie einen wesentlichen Teil der Struktur der Atome der verschiedenen Elemente bilden. Es ist daher von Wichtigkeit, die verschiedenen Arten kennen zu lernen, in denen sich Gruppen von Korpuskeln so anordnen können, daß sie im Gleichgewicht sind. Da die Korpuskeln alle negativ geladen sind, stoßen sie sich gegenseitig ab, und wenn also nicht eine Kraft vorhanden ist, die sie zusammenzuhalten strebt, so kann keine Gruppe, in welcher die gegenseitigen Entfernungen der Korpuskeln endlich sind, im Gleichgewicht sein. Da die Atome der Elemente in ihrem nor-

alen Zustände elektrisch neutral sind, so muß die negative Elektrizität, welche die Korpuskeln enthalten, durch eine äquivalente Länge positiver Elektrizität ausgeglichen sein; die Atome müssen außer den negativ geladenen Korpuskeln auch positive Elektrizität enthalten. Über die Form, in welcher diese positive Elektrizität in dem Atom vorkommt, wissen wir bis jetzt sehr wenig. Man hat bis jetzt noch keinen positiv geladenen Körper gefunden, der eine kleinere Masse hat als das Wasserstoffatom. Alle positiv geladenen Systeme in Gasen bei niedrigen Drucken sind, wie es scheint, Atome, die durch Verlust einer Korpuskel eine positive Ladung bekommen haben. Da wir über die Art und Weise, wie die Elektrizität im Atom vorkommt, nichts Bestimmtes wissen, wollen wir einen Fall betrachten, in welchem die positive Elektrizität in einer Weise verteilt ist, die der mathematischen Behandlung leicht zugänglich ist, nämlich den Fall, daß sie als eine Kugel von gleichförmiger Dichte vorkommt, in welcher die Korpuskeln verteilt sind. Die positive Elektrizität zieht die Korpuskeln nach dem Mittelpunkt der Kugel hin, während ihre gegenseitige Abstoßung sie von dem Mittelpunkt hinwegtreibt; wenn sie im Gleichgewicht sind, so sind sie in einer solchen Weise verteilt, daß die Anziehung der positiven Ladung durch die Abstoßung der anderen Korpuskeln aufgehoben wird.

Wir wollen jetzt die Frage zu beantworten suchen, wie sich 1, 2, 3, ... n Korpuskeln anordnen würden, wenn sie in eine Kugel gebracht werden, die mit positiver Elektrizität von gleichförmiger Dichte gefüllt ist, während die gesamte negative Ladung der Korpuskeln der positiven Ladung in der Kugel äquivalent ist.

Wenn nur eine Korpuskel anwesend ist, so ist die Beantwortung der Frage sehr einfach; die Korpuskel geht, wie ohne weiteres einleuchtet, nach dem Mittelpunkt der Kugel. Die potentielle Energie, welche die verschiedenen Anordnungen besitzen, ist eine sehr wichtige Größe in der Theorie des Gegenstandes. Wir wollen Q die Arbeit nennen, welche erforderlich ist, um jede Portion Elektrizität in eine unendliche Entfernung von ihren nächsten Nachbar zu bringen; so müßten wir bei einer einzelnen Korpuskel Arbeit tun, um die Korpuskel aus der Kugel herauszuziehen und sie dann in unendliche Entfernung von derselben zu bringen; wenn wir dies getan haben, so hätten wir noch die Kugel positiver Elektrizität, deren einzelne Teile sich



sich die Korpuskeln an den Ecken eines regelmäßigen Tetraeders dessen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkt der Kugel positiver Ladung zusammenfällt und dessen Kante gleich dem Radius dieser Kugel ist. Auch in diesem Falle ist also der gegenseitige Abstand der Korpuskeln gleich dem Radius der positiven Kugel.

Für vier Korpuskeln ist $Q = \frac{e^2 54}{a 10}$. Wenn also der Radius der positiven Kugel unveränderlich ist, so verhalten sich die Werte von Q pro Korpuskel für die Systeme von 1, 2, 3, 4 Korpuskeln wie 6 : 7 : 8 : 9.

Sechs Korpuskeln sind im stabilen Gleichgewicht an den Ecken eines regulären Oktaeders, aber es läßt sich beweisen, daß das Gleichgewicht von acht Korpuskeln an den Ecken eines Würfels unbeständig ist. Das allgemeine Problem, zu finden, wie sich n Korpuskeln innerhalb der Kugel verteilen, ist sehr verwickelt, und es ist mir nicht gelungen, es zu lösen. Wir können aber den besonderen Fall lösen, in welchem die Korpuskeln auf eine durch den Mittelpunkt der Kugel gehende Ebene beschränkt sind, und aus den Ergebnissen dieser Lösung können wir einige Schlüsse auf die mehr allgemeine Verteilung der Korpuskeln ziehen. Die analytische Lösung des Problems für den Fall, daß sich die Korpuskeln in einer Ebene bewegen, ist vom Verfasser im *Philosophical Magazine* vom März 1904 gegeben. Hier sollen nur einige Ergebnisse der analytischen Behandlung des Problems angeführt werden.

Wenn wir n Korpuskeln an den Ecken eines regelmäßigen Vielecks von n Seiten haben, dessen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkt der Kugel elektrischer Ladung zusammenfällt, so daß also jede Korpuskel dieselbe Entfernung r vom Mittelpunkt dieser Kugel hat, so können wir für r einen Wert finden, für den die Abstoßung, welche eine Korpuskel von den $n - 1$ anderen erleidet, gleich der Anziehung ist, welche die positive Elektrizität auf diese Korpuskel ausübt. Der Ring von Korpuskeln würde dann im Gleichgewicht sein. In der genannten Abhandlung wird aber bewiesen, daß das Gleichgewicht unbeständig ist, sobald n größer als 5 ist; also ist 5 die größte Anzahl von Korpuskeln, die in einem einzigen Ring im Gleichgewicht sein können. Weiter wird aber bewiesen, daß wir einen Ring haben können, der mehr als 5 Korpuskeln im Gleichgewicht enthält, wenn sich weitere Kor-

muskeln innerhalb des Ringes befinden. So ist ein Ring von sechs Korpuskeln an den Ecken eines regelmäßigen Sechsecks für sich allein unbeständig, aber er wird stabil, wenn noch eine weitere Korpuskel in den Mittelpunkt des Sechsecks gebracht wird. Ebenso werden Ringe aus sieben und acht Korpuskeln instabil, wenn noch eine weitere Korpuskel in den Mittelpunkt des betreffenden Vielecks gebracht wird. Wenn aber ein Ring von neun Korpuskeln stabil sein soll, so müssen sich zwei Korpuskeln innerhalb des Ringes befinden, und die Anzahl der Korpuskeln, die sich innerhalb eines Ringes befinden müssen, nimmt sehr schnell mit der Anzahl der Korpuskeln des Ringes zu. Dies ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich; n ist die Anzahl der Korpuskeln des Ringes und i die Anzahl der Korpuskeln, die sich innerhalb des Ringes befinden müssen, um ihn im stabilen Gleichgewicht zu halten.

$n:$	5.	6.	7.	8.	9.	10.	12.	13.	15.	20.	30.	40.
$i:$	0.	1.	1.	1.	2.	3.	8.	10.	15.	39.	101.	232.

Wenn n groß ist, so ist i proportional n^3 . Wenn sich also die Korpuskeln alle in einer Ebene befinden, so ordnen sie sich in einer Reihe von konzentrischen Ringen an. Wenn wir den Zusammenhang zwischen n und i bestimmt haben, d. h. wenn wir gefunden haben, daß $i = f(n)$ ist, wo f eine bekannte Funktion ist, so ist das Problem, die Konfiguration für N im stabilen Gleichgewicht befindliche Korpuskeln zu finden, einer sehr einfachen Lösung fähig. Wenn die Anzahl der Ringe so klein als möglich ist, so ist die Anzahl der Korpuskeln in jedem Ringe so groß als möglich. Wenn n_1 die Anzahl der Korpuskeln im äußersten Ringe ist, so befinden sich $N - n_1$ Korpuskeln innerhalb desselben, und wenn diese gerade hinreichen, um den äußersten Ring in stabilem Gleichgewicht zu halten, so ist $N - n_1 = f(n_1)$, und die Lösung dieser Gleichung gibt uns den Wert von n_1 . Um n_2 , die Anzahl der Korpuskeln im nächsten Ringe, zu finden, haben wir, wie leicht einzusehen ist, die Gleichung

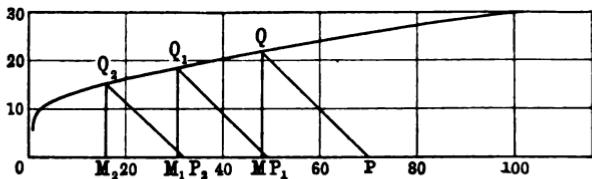
$$N - n_1 - n_2 = f(n_2),$$

und n_3 , die Anzahl der Korpuskeln im nächsten Ringe, ist gegeben durch die Gleichung:

$$N - n_1 - n_2 - n_3 = f(n_3) \text{ usw.}$$

Diese Gleichungen können sehr schnell nach einem graphischen Verfahren gelöst werden. Man zeichne ein Diagramm, dessen Abszisse $= f(n)$ und dessen Ordinate n ist; die Werte von $f(n)$ für eine Reihe von Werten von n sind auf S. 105 gegeben; vermittelst dieser Werte ist Fig. 24 konstruiert worden.

Fig. 24.



Um zu finden, wie sich eine Anzahl von N Korpuskeln anordnen wird, trage man auf der Abszissenachse von O aus eine Strecke gleich N ab. OP sei diese Strecke. Durch P ziehe man die Linie PQ so, daß sie mit der horizontalen Achse einen Winkel von 135° bildet, und von dem Punkt Q , in welchem sie die Kurve schneidet, ziehe man die Ordinate QM . Dann ist der ganzzahlige Teil von QM der Wert von n_1 , der Anzahl von Korpuskeln in dem äußersten Ringe. Denn es ist

$$OM = f(QM)$$

und $OM = OP - PM$; und da PQ mit der Achse einen Winkel von 45° bildet, so ist $QM = PM$, folglich

$$OP - QM = f(QM);$$

vergleicht man dies mit der Gleichung $N - n_1 = f(n_1)$, so sieht man, daß der ganzzahlige Teil von QM gleich n_1 ist.

Um den Wert von n_2 , der Anzahl der Korpuskeln im zweiten Ringe zu erhalten, machen wir die Abszisse $OP_1 = N - n_1$; wenn QM eine ganze Zahl ist, so fällt P_1 mit M zusammen; von P_1 aus ziehen wir parallel zu PQ die Linie P_1Q_1 , welche die Kurve im Punkte Q_1 schneidet. Wenn Q_1M_1 die Ordinate im Punkte Q_1 ist, so ist der ganzzahlige Teil von Q_1M_1 der Wert von n_2 . Um n_3 zu erhalten, macht man $OP_2 = N - n_1 - n_2$ und zieht P_2Q_2 parallel zu PQ ; der ganzzahlige Teil von Q_2M_2 ist dann der Wert von n_3 . In dieser Weise können wir sehr schnell die Anzahl der Korpuskeln in den verschiedenen Ringen finden.

Die folgende Tabelle, welche die verschiedenen Ringe für 1 bis 100 Korpuskeln angibt, ist in dieser Weise berechnet worden. Die erste Zeile enthält die Zahlen, für welche nur ein Ring entsteht, die beiden folgenden enthalten die Zahlen für zwei Ringe, die drei nächsten die Zahlen für drei Ringe usw.

Anzahl der Korpuskeln in den einzelnen Ringen.

1	2	3	4	5																	
5	6	7	8	8	8	9	10	10	10	11											
1	1	1	1	2	3	3	3	4	5	5											
1	11	11	12	12	12	13	13	13	13	14	14	15	15								
5	6	7	7	8	8	8	8	9	10	10	10	10	11								
1	1	1	1	1	2	2	3	3	3	4	4	5	5								
15	15	15	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17							
11	11	11	11	12	12	12	13	13	13	13	13	14	14	15	15						
5	6	7	7	7	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	11						
1	1	1	1	1	1	2	2	3	3	3	4	4	5	5	5						
17	18	18	18	18	18	19	19	19	19	20	20	20	20	20	20	20	21	21			
15	15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17			
11	11	11	11	11	12	12	12	12	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15	15		
5	5	6	7	7	7	7	8	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	11		
1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5		
21	21	21	21	21	21	21	21	22	22	22	22	22	22	22	23	23	23	23	23		
17	18	18	18	18	18	19	19	19	19	19	20	20	20	20	20	20	20	20	21	21	21
15	15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17	17	17
11	11	11	11	11	11	12	12	12	12	13	13	13	13	13	13	13	14	14	15	15	15
5	5	6	7	7	7	7	8	8	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	11	11
1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5	5
24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24	24
21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21	21
17	18	18	18	18	18	18	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19	19
15	15	15	15	16	16	16	16	16	16	16	16	16	17	17	17	17	17	17	17	17	17
11	11	11	11	11	11	11	12	12	12	12	12	12	13	13	13	13	13	13	13	13	13
5	5	6	7	7	7	7	8	8	8	8	8	8	9	9	10	10	10	10	10	10	11
1	1	1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3	3	4	4	5	5	5	5

Das Gleichgewicht von Korpuskeln in einer Ebene können wir nicht nur theoretisch, sondern auch experimentell untersuchen, und zwar das letztere nach einer von einem amerikanischen

sie in die ursprünglichen Lagen zurückzubringen streben, nur gering sein. Wenn daher dieser Ring dem störenden Einfluß äußerer Kräfte ausgesetzt ist, so wird sich leicht eine Korpuskel von ihm ablösen, und die Gruppe wird durch den Verlust einer negativ geladenen Korpuskel eine Ladung positiver Elektrizität erhalten: die Gruppe wird also mit dem Atom eines stark elektropositiven Elementes Ähnlichkeit haben. Wenn wir von 59 zu 60 Korpuskeln übergehen, so ist der äußere Ring stabiler, weil sich mehr Korpuskeln innerhalb desselben befinden; das entsprechende Atom wird daher nicht so stark elektropositiv sein als dasjenige, welches nur 59 Korpuskeln enthält. Durch das Hinzukommen jeder weiteren Korpuskel wird das Austreten von Korpuskeln aus dem äußeren Ring erschwert werden und wird also das entsprechende Atom schwächer elektropositiv gemacht. Die Stabilität des Ringes und infolgedessen der elektronegative Charakter des entsprechenden Atoms wird zunehmen, bis die Gruppe aus 67 Korpuskeln besteht; dann ist die Stabilität des äußeren Ringes ein Maximum. Eine große Änderung in den Eigenschaften der Gruppe wird eintreten, wenn die Anzahl der Korpuskeln von 67 auf 68 steigt, da bei 68 Korpuskeln die Anzahl im äußeren Ringe 21 ist. Dieser Ring ist zwar stabil, aber nicht in hohem Grade, und er würde ebenso wie der äußere Ring von 20 Korpuskeln bei der Gesamtzahl 59 leicht eine Korpuskel verlieren. Das Atom, welches dieser Anordnung entspricht, würde also stark elektropositiv sein.

Die Eigenschaften der Gruppen von 59 und 67 Korpuskeln, die sich beziehungswise am Anfang und am Ende der Reihe befinden, die 20 Korpuskeln im äußeren Ring hat, verdienen ganz besonders beachtet zu werden. Die Anordnung in der Gruppe von 59 Korpuskeln ist zwar an der Grenze der Instabilität, wird also leicht eine negative Korpuskel verlieren und daher eine positive Ladung bekommen, aber sie würde diese Ladung nicht behalten können. Denn wenn sie eine Korpuskel verloren hätte, so würden sich die 58 übrigen in der dieser Zahl entsprechenden Gruppierung anordnen; dies ist aber die letzte, welche einen äußeren Ring von 19 Korpuskeln hat. Dieser Ring ist daher sehr stabil, so daß keine weitere Korpuskel aus ihm entweichen würde, während die positive Ladung des Systems, welche das Entweichen der 59. Korpuskel bewirkt hat, die umgebenden Kor-

Korpuskeln anziehen würde. Diese Anordnung würde also nicht dauernd mit positiver Elektrizität geladen bleiben können, denn sobald eine Korpuskel entwischen wäre, würde sie durch eine andere ersetzt werden. Wenn dagegen in die Gruppe von 59 noch weitere Korpuskeln von außen her eindrängen, so würde durch jede dieser Korpuskeln die Stabilität des Systems erhöht werden, bis die Zahl 67 erreicht ist. Die der Zahl 68 entsprechende Anordnung würde sehr unbeständig sein, und das System würde, wenn diese Zahl erreicht ist, Korpuskeln verlieren. Also würde eine Ladung von 8 Einheiten negativer Elektrizität in diese Gruppe hineingetrieben werden können, die daher einem Atom mit der Valenz 0 für eine positive und der Valenz 8 für eine negative Ladung entsprechen würde.

Wir wollen jetzt die Eigenschaften der Gruppe von 67 Korpuskeln betrachten. Der äußere Ring derselben würde sehr beständig sein, aber wenn eine weitere Korpuskel zu der Gruppe hinzukäme, so würden sich die 68 Korpuskeln zu einer Gruppe mit einem äußeren Ringe von 21 Korpuskeln anordnen, da 68 die kleinste Anzahl von Korpuskeln mit einem äußeren Ringe von 21 ist; der Ring ist sehr unbeständig und verliert leicht die Korpuskel, welche er gewonnen hat; die Anordnung kann daher nicht dauernd negativ geladen bleiben; sie würde sich wie ein Atom eines Elementes ohne elektronegative Valenz verhalten. Dagegen würde die Anordnung stabil sein, wenn ihr 1, 2, 3 usw. bis 8 Korpuskeln entzogen würden; allerdings würde es schwierig sein, diese Korpuskeln zu entfernen, da sie mit großer Kraft festgehalten werden; durch die Entziehung jeder Korpuskel bekommt die Anordnung eine positive Ladung, und die zur Entfernung der Korpuskeln erforderliche Arbeit würde für jede folgende Korpuskel größer werden. Dies würde zum Teil durch die Verminderung der Stabilität der Anordnungen 66, 65, 64, ..., 59 ausgeglichen werden; wenn aber die Zahl 59 erreicht ist, so haben wir nicht nur die positive Ladung, sondern auch die große Stabilität der Anordnung von 58 Korpuskeln zu überwinden, so daß 8 die größte Anzahl von Korpuskeln ist, die sich dieser Gruppe entziehen lässt. Das durch diese Gruppe repräsentierte Atom würde also eine elektropositive Valenz gleich 8 haben, während seine elektronegative Valenz gleich Null ist.

Wir wollen jetzt die Gruppe betrachten, welche 60 Korpuskeln enthält. Diese ist die am stärksten elektropositive der Reihe;

zulässt und zwar ist eine positive Ladung von einer Elektronegativität entsprechend dem Austritt einer Korpuskel, bestanden, denn wenn sie zwei Korpuskeln verloren hat, so hätten wir die Gruppe 55, die wir auch halten, wenn wir eine Korpuskel aus der Gruppe 55 entziehen; in dem gegenwärtigen Falle würde aber die Gruppe leichten eine Korpuskel anziehen, weil sie eine Ladung von zwei positiven Einheiten haben würde anstatt, wie im anderen Falle, die bei der Entstehung aus der Gruppe 59, eine Ladung von nur einer positiven Einheit. Das durch die Gruppe von 61 Korpuskeln repräsentierte Atom würde also eine elektropositive Valenz 1 haben. Wenn wir weitere Korpuskeln in die Gruppe hineintreten, so daß die Anzahl der Korpuskeln auf 61, 62, 63, ..., 67 wächst, so wird die Anordnung immer stabiler; wenn aber die Zahl 68 erreicht ist, so haben wir eine Anordnung, welche zahlenmäßig unbeständig ist und leicht Korpuskeln abgibt. Aber ist 7 die größte Anzahl von Korpuskeln, die sich in diese Gruppe hineintreiben läßt, so daß das durch die Gruppe repräsentierte Atom eine elektronegative Valenz 7 haben würde. Die elektropositive Valenz ist, wie wir gesehen haben, gleich 1.

Die Gruppe von 66 Korpuskeln würde die am stärksten elektronegative der Reihe sein, aber sie würde nur eine Ladung von einer Einheit halten können: denn wenn sie zwei Einheiten aufnahme, so würde die Gruppe aus 68 Korpuskeln bestehen, eine Anordnung, die, wie wir gesehen haben, schnell ihre Korpuskeln verliert. Das der Gruppe 66 entsprechende Atom besitzt also eine elektronegative Valenz gleich 1. Wir sehen ferner, daß dieser Gruppe 7 Korpuskeln entzogen werden können, ohne daß ihre Stabilität zerstört wird: das dieser Gruppe entsprechende Atom würde also eine elektropositive Valenz 7 haben.

Die Gruppe 61 würde ihre Korpuskeln nicht so leicht abgeben wie die Gruppe 60, aber sie würde andererseits deren zwei verlieren können, da sie erst durch den Verlust einer dritten Korpuskel auf 58 reduziert sein würde, und 58 ist die Anzahl, bei der das Streben, Korpuskeln anzuziehen und festzuhalten, plötzlich zunehmen würde; das der Gruppe 61 entsprechende Atom würde also eine elektronegative Valenz 2 haben. Ebenso wie vorher sehen wir, daß es Platz für 6 Korpuskeln enthält, so daß das entsprechende Atom eine elektronegative Valenz 6 haben würde. In ähnlicher Weise sehen wir, daß die Gruppe von

62 Korpuskeln einem elektronegativen Atom mit einer elektro-negativen Valenz 3 und einer elektropositiven Valenz 5 entsprechen würde. Die Gruppe 63 ist ein Atom mit einer elektronegativen Valenz 4 und einer elektropositiven Valenz 4. Wenn wir unsere Resultate zusammenfassen, so erhalten wir für die Reihe von Atomen, die den Gruppen von 59 bis 67 Korpuskeln entsprechen, die folgende Tabelle:

Korpuskeln . . .	59	60	61	62	63	64	65	66	67
Valenz	{ + 0	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	- 3	- 2	- 1	- 0
	- 8	- 7	- 6	- 5	- 4	+ 5	+ 6	+ 7	+ 8
	elektropositiv					elektronegativ			

Diese stufenweise Änderung der Valenz hat aber die größte Ähnlichkeit mit der Änderung der Eigenschaften der Atome der Elemente.

So haben wir z. B. die folgende Reihe von Elementen:

He	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne
Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Arg

Das erste und das letzte Element in jeder dieser Reihen haben keine Valenz, das zweite ist ein einwertiges elektropositives Element, das vorletzte ein einwertiges elektronegatives Element, das dritte ist ein zweiwertiges elektropositives Element, das drittletzte ein zweiwertiges elektronegatives Element usw.

In unserer Tabelle haben wir dem Element zwei Valenzen beigelegt, je nachdem es als elektropositiv oder als elektronegativ wirksam ist, und wir bemerken, daß die Summe dieser Valenzen konstant und gleich 8 ist. Es ist interessant, daß A begg¹⁾, auf rein chemische Betrachtungen gestützt, gezeigt hat, daß die Valenz eines Elementes sehr verschieden ist, je nachdem es den elektropositiven oder den elektronegativen Bestandteil einer Verbindung bildet. So ist das Chlor einwertig in einer Verbindung wie HCl, in welcher es den elektronegativen Bestandteil bildet, aber es hat viel höhere Valenzen in Verbindungen mit stark elektronegativen Elementen, wie z. B. Sauerstoff. Ein anderes auffallendes Beispiel bildet das Jod; es ist einwertig in Verbindungen mit elektropositiven Elementen, wie die Metalle, hat aber

¹⁾ Zeitschr. f. anorg. Chem. 39, 330 (1904); Zeitschr. f. physik. Chem. 43, 385 (1903).

eine viel höhere Valenz in Verbindungen mit elektronegativen Elementen, z. B. in der Verbindung JCl_5 . Die Ansicht, daß dasselbe Element in manchen Verbindungen der positive und in anderen Verbindungen der negative Bestandteil ist, hat neuerdings weitere Bestätigung durch einige bemerkenswerte Versuche von Walden gefunden.

Die Summe der positiven und negativen Valenz hängt von der Anzahl der Korpuskeln ab, die im äußeren Ringe angenommen wird. Wenn wir annehmen, diese Anzahl sei 20, so ist die Summe der positiven und negativen Valenz gleich 8; dies stimmt zufälligerweise mit der von den Chemikern für diese Summe angenommenen Zahl überein, doch ist diese Übereinstimmung mit den von dem Atommodell gegebenen Resultaten eine rein zufällige.

Es ist vielleicht nicht überflüssig, hier noch einmal hervorzuheben, daß die Annahme über die Anordnung der Korpuskeln, nach der sie sich in einer Ebene befinden, sowie die Annahme, daß sie von der positiven Elektrizität mit einer Kraft angezogen werden, die proportional ihrem Abstand von einem festen Punkte ist, nur deshalb gewählt worden ist, weil sie diejenige ist, die der mathematischen Behandlung am leichtesten zugänglich ist. Meine Absicht war, zu zeigen, daß stabile Anordnungen von Korpuskeln viele Eigenschaften mit wirklichen Atomen gemeinsam haben, und ich habe versucht, diese Eigenschaften durch Betrachtung eines besonderen Falles zu erläutern, der nur mit Rücksicht auf seine Einfachheit gewählt wurde. Die Anzahl der Korpuskeln, welche einer bestimmten Eigenschaft entspricht, würde ohne Zweifel eine andere sein, wenn wir nicht eine zweidimensionale, sondern eine dreidimensionale Verteilung der Korpuskeln annähmen, oder wenn wir die Annahme, daß die von der positiven Elektrizität ausgeübte Anziehungskraft dem Abstand von einem festen Punkte direkt proportional ist, fallen lassen und annähmen, daß die Dichtigkeit der positiven Elektrizität innerhalb der Kugel nicht gleichförmig sei, in welchem Falle die Anziehung ein viel komplizierteres Gesetz befolgen würde.

Die zweifache Valenz würde eine Eigenschaft des Atoms sein, einerlei wie man sich die Struktur desselben vorstellt, wenn nur, wie in dem besonderen Falle der Verteilung der Korpuskeln in einer Ebene, eine Änderung der Stabilität eintritt, wenn man ge-

wisse Gruppen von Korpuskeln passiert. Die Anzahl der Korpuskeln in diesen kritischen Gruppen mag mit N_1, N_2, N_3, \dots bezeichnet werden. Die Arbeit, welche erforderlich ist, um eine Korpuskel zu einer Gruppe hinzuzufügen oder von derselben hinwegzunehmen, würde außergewöhnlich groß sein, wenn die Änderung der Korpuskelzahl mit dem Durchgang durch eine dieser kritischen Zahlen oder dem Eintritt in eine solche verbunden wäre. Man kann also diese kritischen Zahlen als Schranken betrachten, die nicht leicht zu passieren sind. Da ein Atom, welches $N_2 + n$ Korpuskeln enthält, n Korpuskeln verlieren und $N_3 - (N_2 + n)$ aufnehmen kann, ohne eine dieser Schranken zu passieren, so würde ein solches Atom eine maximale positive Valenz n und eine maximale negative Valenz $N_3 - (N_2 + n)$ haben.

Wir können die Frage auch von dem folgenden Gesichtspunkt aus betrachten. Wir können sagen, das Bestreben einer Gruppe von Korpuskeln, eine Korpuskel abzugeben, entspringe aus einem gewissen Korpuskulardruck in dem Atom, und wir können das Ergebnis der vorhergehenden Betrachtung in folgender Weise aussprechen. Wenn die Anzahl der Korpuskeln zunimmt und einen der Werte N_1, N_2, N_3, \dots , z. B. N_1 , passiert, so nimmt der Korpuskulardruck plötzlich zu; dann nimmt er allmählich ab, während die Anzahl der Korpuskeln größer wird; sobald diese aber den Wert N_2 erreicht, nimmt er wieder plötzlich zu. Zu einer Gruppe von Korpuskeln, deren Anzahl zwischen N_1 und N_2 liegt, könnten wir also Korpuskeln hinzufügen, ohne den Korpuskulardruck zu erhöhen (die von der negativen Ladung der Korpuskeln herrührende Abstoßung wird allerdings vergrößert), bis wir N_2 erreichten. Da aber bei N_2 der Korpuskulardruck plötzlich zunimmt, so könnten wir nur mit großer Schwierigkeit die Anzahl der Korpuskeln auf $N_2 + 1$ erhöhen. Ebenso könnten wir von der ursprünglichen Gruppe Korpuskeln hinwegnehmen, ohne den Korpuskulardruck zu vermindern, bis die Zahl der Korpuskeln auf N_1 gesunken ist. Da der Korpuskulardruck bei diesem Punkte plötzlich fällt, so würde es schwierig sein, der Gruppe eine weitere Korpuskel zu entziehen. Wenn also die Anzahl der Korpuskeln in dieser Gruppe gleich $N_1 + n$ wäre, so würde die größte Anzahl von Korpuskeln, die man der Gruppe entziehen könnte, gleich n sein, d. h. die maximale positive Valenz würde n sein; die größte Anzahl, welche hinzugefügt werden

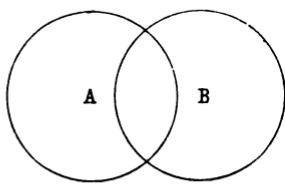
könnte, würde $N_2 = (N_1 + n)$ sein, und dies würde die maximale negative Valenz sein.

Kräfte zwischen den Atomen. Chemische Vereinigung.

Sehr wichtig und interessant ist es, die Natur der zwischen den Gruppen von Korpuskeln wirksamen Kräfte, sowie ihre Bedeutung für die Bildung chemischer Verbindungen zu untersuchen.

Wir wollen zunächst die Kräfte zwischen zwei Gruppen in einigen einfachen Fällen betrachten, und zwar wollen wir mit dem einfachsten Falle beginnen, daß sich im Mittelpunkt einer Kugel positiver Ladung eine einzige Korpuskel befindet. Wir denken uns zwei solcher Systeme, die in jeder Hinsicht einander gleich sind; solange sich dann das eine ganz außerhalb des anderen befindet, findet zwischen den beiden Systemen weder Anziehung noch Abstoßung statt; wenn sich dagegen die Kugeln, wie in Fig. 26, schneiden, so ziehen sich die Systeme einander an. Um

Fig. 26.



sich hiervon zu überzeugen, betrachte man die Wirkung des Systems A auf B; es findet keine Wirkung auf denjenigen Teil von B statt, welcher außerhalb A liegt, während die Wirkung auf denjenigen Teil der positiven Elektrizität von B, welcher innerhalb A liegt, in einer Anziehung gegen den Mittelpunkt von A

hin besteht, weil innerhalb der Kugel die von der negativen Korpuskel im Mittelpunkt herrührende Kraft größer ist als die von der positiven Elektrizität herrührende. Die Korpuskeln bleiben so lange in den Mittelpunkten ihrer Kugeln, bis sie so nahe zusammenkommen, daß der Mittelpunkt der einen Kugel innerhalb der anderen Kugel liegt; wenn dieses Stadium erreicht ist, werden die Korpuskeln aus ihren ursprünglichen Stellungen verdrängt, so daß sie sich nicht mehr auf der Verbindungsstrecke der beiden Mittelpunkte befinden. In diesem Falle ist kein Unterschied in der Ladung der Kugeln; wir können nicht sagen, daß die eine positiv, die andere negativ geladen ist; und wenn die Kugeln voneinander getrennt würden, nachdem sie zusammen gewesen sind, so würden sie beide neutral sein, indem die positive Elektrizität

in jeder Kugel durch die negative Ladung im Mittelpunkt ausgeglichen wird. So sehen wir, daß es möglich ist, Kräfte elektrischen Ursprungs zu haben, die zwei Systeme miteinander verbinden, ohne daß die Systeme eine Ladung besitzen. Wenn jedoch die Kugeln von sehr verschiedener Größe wären und nahe genug zusammengebracht würden, so würden die beiden Korpuskeln in eine Kugel eintreten und in dieser bleiben, auch wenn die Kugeln auseinandergezogen werden; also würde eine Kugel positiv und die andere negativ geladen sein. Lord Kelvin hat bewiesen, daß es die kleinere Kugel ist, welche die zweite Korpuskel aufnimmt; er hat ferner bewiesen, daß, wenn zwei Kugeln, deren Radien sich wie 3 zu 1 verhalten, allmählich einander angenähert werden, die Korpuskel, welche ursprünglich im Mittelpunkte der größeren Kugel war, in die kleinere Kugel eintritt, wenn die Entfernung der Mittelpunkte der beiden Kugeln auf das 2,6- bis 2,7 fache des Radius der kleineren Kugel gesunken ist. Systeme, die nur eine Korpuskel enthalten, können sich voneinander nur durch die Größe der Kugel positiver Ladung unterscheiden. Das Gesagte bildet nur einen besonderen Fall des allgemeinen Satzes, daß eine Übertragung von Korpuskeln von einer Gruppe auf eine andere eintreten kann, wenn die beiden Gruppen nahe aneinandergebracht werden. Die allgemeine Natur dieses Vorganges wird durch die folgenden Betrachtungen verständlich werden. Wir wollen uns zwei Korpuskelgruppen *A* und *B* von solcher Beschaffenheit denken, daß zur Abtrennung einer Korpuskel von *A* eine größere Arbeit erforderlich ist als zur Abtrennung einer Korpuskel von *B*; wenn dann *A* und *B* nahe zusammengebracht werden, so wird eine Korpuskel von *A* nach *B* überzugehen streben, d. h. *A* wird positiv und *B* negativ zu werden streben. Das System *A* entspricht — für den auf S. 115 betrachteten Fall — den Gruppen in dem ersten Teile der Serie von 59 bis 67, das System *B* den Gruppen in dem letzten Teile. Wir können diesen Effekt sehr bequem so aussprechen, daß innerhalb der Korpuskelgruppe oder des Atoms ein gewisser Korpuskulardruck herrscht und daß, wenn zwei Atome nahe zusammengebracht werden, die Korpuskeln von dem Atom, in welchem der Korpuskulardruck hoch ist, zu demjenigen überzugehen streben, in welchem dieser Druck niedrig ist. Dieser Korpuskulardruck, durch den wir die elektrischen Kräfte innerhalb des Atoms dar-

stellen, ist hoch, wenn die Arbeit, welche zur Abtrennung einer Korpuskel von dem Atom erforderlich ist, klein ist, dagegen niedrig, wenn diese Arbeit groß ist. So ist in unserem Beispiel der Korpuskulardruck hoch, wenn die Anzahl der Korpuskeln innerhalb des äußeren Ringes nur eben hinreichend ist, um diesen Ring stabil zu machen, dagegen ist er niedrig, wenn die Anzahl dieser Korpuskeln bedeutend größer ist als das für das Gleichgewicht erforderliche Minimum, d. h. der Druck ist hoch in den elektropositiven und niedrig in den elektronegativen Elementen. Ferner sehen wir, daß die positive Valenz eines elektropositiven Elementes die größte Anzahl von Korpuskeln ist, die es verlieren kann, bevor der Korpuskulardruck eine große Verminderung erleidet. So sagen wir z. B., in der Gruppe von 60 Korpuskeln sei der Korpuskulardruck hoch, weil innerhalb des äußeren Ringes nur eine Korpuskel mehr ist als die geringste Anzahl, welche erforderlich ist, um diesen Ring stabil zu machen; wenn aber zwei Korpuskeln aus dem System austreten, so entsteht eine Gruppe von 58 Korpuskeln mit einem äußeren Ringe von 19, welcher die größte Anzahl von Korpuskeln einschließt; das System hat daher große Stabilität, und es würde also ein System von niedrigem Korpuskulardruck vorstellen. Die negative Valenz eines elektropositiven Elementes ist die größte Anzahl von Korpuskeln, die hinzugefügt werden kann, ohne eine plötzliche Zunahme des Korpuskulardruckes zu bewirken. Wenn z. B. in der Gruppe von 60 Korpuskeln 8 hinzugefügt würden, so hätten wir eine Gruppe von 68 Korpuskeln; 68 ist aber die kleinste Anzahl von Korpuskeln, die 21 Korpuskeln im äußeren Ringe hat; also befindet sich innerhalb desselben die geringste Anzahl, welche für die Stabilität erforderlich wird, so daß der entsprechende Korpuskulardruck sehr hoch ist; wenn wir dagegen nur 7 Korpuskeln zu der Gruppe von 60 hinzufügten, so würden wir 67 Korpuskeln haben, und da dies die größte Anzahl von Korpuskeln ist, welche im äußeren Ringe 20 hat, so ist innerhalb des Ringes die maximale Anzahl: die Stabilität ist daher sehr groß und der entsprechende Korpuskulardruck niedrig. So sehen wir, daß 7 die größte elektronegative Valenz für die Gruppe 60 ist.

Die negative Valenz der elektronegativen Elemente, welche Atome haben, in denen der Korpuskulardruck niedrig ist, ist die Anzahl der Korpuskeln, die hinzugefügt werden kann, ohne

eine plötzliche Erhöhung im Korpuskulardruck hervorzubringen. So hat z. B. das Atom, welches der Gruppe von 66 Korpuskeln entspricht, eine elektronegative Valenz gleich eins, denn wenn es zwei Korpuskeln aufnehme, so würden sich die Korpuskeln wie die Gruppe 68 anordnen, die, wie wir gesehen haben, einen sehr hohen Korpuskulardruck besitzt.

Die elektropositive Valenz dieser Elemente ist die größte Anzahl von Korpuskeln, welche ihnen entzogen werden kann, ohne eine plötzliche Verminderung des Korpuskulardruckes zu bewirken. Wenn wir z. B. von der Gruppe 66 sieben Korpuskeln hinwegnehmen, so bekommen wir die der Anzahl 59 entsprechende Anordnung, die nahezu unbeständig ist und in der daher der Korpuskulardruck sehr hoch ist. Wenn wir dagegen 8 Korpuskeln hinwegnehmen, so bleiben nur 58 Korpuskeln übrig, und diese Gruppe ist sehr beständig, da sie die größte Anzahl von Korpuskeln ist, die im äußeren Ringe 19 hat, so daß der Korpuskulardruck sehr niedrig ist; der Korpuskulardruck wird also plötzlich vermindert, wenn wir nach Hinwegnahme von 7 noch eine weitere Korpuskel wegnehmen; hieraus ersehen wir, daß die elektropositive Valenz der Gruppe 60 gleich 7 ist.

Wenn also — um die Sache zusammenzufassen — die elektropositive Valenz eines Atoms n ist, so können wir dem Atom n Korpuskeln entziehen, ohne den Korpuskulardruck zu vermindern; wenn wir aber noch eine weitere Korpuskel hinwegnehmen, so wird der Korpuskulardruck plötzlich fallen; wenn die elektronegative Valenz eines Atoms m ist, so können wir m Korpuskeln hinzufügen, ohne den Korpuskulardruck zu steigern, aber die Hinzufügung der $(m + 1)^{\text{ten}}$ wird eine bedeutende Zunahme des Druckes bewirken.

Wir wollen jetzt dazu übergehen, diese Betrachtungen auf die Bildung der chemischen Verbindungen der verschiedenen Elemente anzuwenden. Wir nehmen an, daß sich zwei verschiedene Atome A und B dicht nebeneinander befinden und daß das Element, von welchem A ein Atom ist, stärker elektropositiv ist als dasjenige, von welchem B ein Atom ist. Dies bedeutet nach unserer Theorie, daß der Korpuskulardruck im Atom A größer ist als in B , so daß, wenn A und B dicht nebeneinander gebracht werden, eine Korpuskel von A nach B überzugehen strebt, wodurch A positiv und B negativ geladen werden würde.

Der Austritt der Korpuskel aus dem elektropositiven Atom würde, wenn seine positive Valenz größer als eins ist, den Korpuskulardruck in *A* vergrößern, während der Eintritt einer Korpuskel in *B*, ausgenommen wenn dieser negativ einwertig ist, den Korpuskulardruck in *B* erniedrigen würde; dies würde zur Folge haben, daß der Strom der Korpuskeln von *A* nach *B* fortduert; andererseits würden die positive Ladung von *A* und die negative von *B* den Strom aufzuhalten streben. Wir wollen annehmen, die elektropositive Valenz von *A* sei gleich eins; wenn dann eine zweite Korpuskel aus *A* austräte, so würde, wie wir gesehen haben, der Korpuskulardruck plötzlich fallen; der Druckgradient würde infolgedessen nicht von *A* nach *B*, sondern in der entgegengesetzten Richtung fallen und die Korpuskel würde zurück kommen; *A* würde also nicht mehr als eine Korpuskel verlieren. Wenn die negative Valenz von *B* gleich eins wäre, so könnte nicht mehr als eine Korpuskel aufnehmen; denn wenn es zw. aufnahme, so würde der Korpuskulardruck plötzlich zunehmen und es würden Korpuskeln aus *B* auszutreten anstatt einzutreten streben. Wenn dagegen *B* eine elektronegative Valenz gleich zwei hätte, so könnte es eine weitere Korpuskel aufnehmen, ob daß der Druck zunimmt; es könnte diese Korpuskel allerdings nicht von *A* erhalten, aber wenn ein anderes Atom *A'* von derselben Art wie *A* angenähert würde, so könnte eine Korpuskel von *A'* auf *B* übergehen, und so würde *B* mit zwei Einheiten negativer Elektrizität geladen werden, da sowohl *A* als *A'* positive Ladung von einer Einheit hat; *B* kann also die elektrostatische Anziehung zweier Atome *A* und *A'* gebunden halten. Es kann aber nicht ein drittes Atom halten, denn ein weiteres Atom *A''* von derselben Art wie *A* und *A'* angenähert würde und wenn eine weitere Korpuskel in *B* eintrete, würde der Korpuskulardruck in *B* eine bedeutende Steigerung erfahren, denn da die Valenz von *B* nur gleich zwei ist, so es nicht mehr als zwei Korpuskeln aufnehmen, ohne daß Korpuskulardruck bedeutend erhöht wird. *B* kann also aber nicht mehr als zwei einwertige Atome gebunden haben, wenn dagegen *B* dreiwertig anstatt zweiwertig gewesen wäre, hätte es drei Korpuskeln ohne Erhöhung des Korpuskulardrucks aufnehmen können; es hätte also noch eine Korpuskel von dritten Atom *A''* in *B* eintreten können und *B* hätte drei

A, A', A'' in Verbindung halten können. Übrigens würde die Übertragung der Korpuskeln von den Atomen *A', A'',* die in die Nähe von *B* kommen, nachdem *A* seine Korpuskeln abgegeben hat, unter weniger günstigen Bedingungen stattfinden als die Übertragung der Korpuskel von *A*, demjenigen Atom, welches zuerst in die Nähe von *B* gebracht wird. Denn während *A* an *B* angenähert wird, sind beide ungeladen; wenn dagegen die Korpuskel von *A* in *B* eingetreten ist, so hat *B* eine negative Ladung und die von *A'* kommende Korpuskel hat die elektrostatische Abstoßung dieser Ladung zu überwinden. Wenn dann *A'* seine Korpuskel abgegeben hat, so ist *B* mit zwei Einheiten negativer Elektrizität geladen, und die von *A''* ausgehende Korpuskel hat eine größere Abstoßung zu überwinden als die von *A'* ausgehende. Es ist also zu erwarten, daß bei einem mehrwertigen Atom die ersten Valenzen leichter zu sättigen sind als die letzten. Als Beweis für die Richtigkeit dieser Auffassung kann die Existenz ungesättigter Verbindungen, wie PCl_3 , MnCl_2 , geltend gemacht werden.

Diese Schwierigkeit wird sich namentlich dann bemerklich machen, wenn die Verschiedenheit des Korpuskulardruckes, welche die Korpuskeln aus einem Atom in ein anderes zu treiben strebt, gering ist, d. h. wenn die Elemente in ihren Eigenschaften Ähnlichkeit haben. Es ist daher zu erwarten, daß die Valenz eines Elementes gegenüber einem Element von ähnlichen Eigenschaften geringer ist als seine Valenz gegenüber einem sehr unähnlichen Element.

Die Bezeichnungen **elektronegativ** und **elektropositiv** sind nur relativ, und ein Element kann elektropositiv gegen eine Substanz und elektronegativ gegen eine andere sein. Aus den vorhergehenden Betrachtungen geht hervor, daß die Valenz eines Elementes, wenn es den elektronegativen Bestandteil einer Verbindung bildet, sehr verschieden von der Valenz sein kann, wenn es den elektropositiven Bestandteil bildet. Wenn z. B. die Gruppe von 60 Korpuskeln in Verbindung mit einem mehr elektronegativen Element, d. h. mit einem Element, in welchem der Korpuskulardruck niedriger ist, in Verbindung ist, so kann es, wie wir gesehen haben, nur eine Korpuskel verlieren, d. h. seine elektropositive Valenz ist gleich eins. Wenn aber die Gruppe 60 in die Nähe einer Gruppe *G* mit einem noch höheren Korpuskular-

druck gebracht wird, so daß die Korpuskeln in die Gruppe 60 eintreten, anstatt aus derselben auszutreten, so kann die Gruppe 60 von Gruppen wie G sieben Korpuskeln aufnehmen, da, wie wir gesehen haben, der Korpuskulardruck der Gruppe 60 durch Hinzufügung von Korpuskeln nicht eher gesteigert wird, als bis die Anzahl der hinzugefügten Korpuskeln sieben übersteigt. Die Gruppe 60 hat also die Valenz 7. Es gibt viele Verbindungen, bei denen eine solche Verschiedenheit zu beobachten ist. So ist z. B. Jod einwertig in der Verbindung HJ , in welcher es das elektronegative Element ist, dagegen sechswertig in der Verbindung JF_6 , in der es wahrscheinlich das positive Element ist.

Wir sehen, daß nach dieser Auffassung die Valenz eines Elementes nicht eine konstante Größe ist; sie hängt davon ab, ob das Element der elektropositive oder der elektronegative Bestandteil der Verbindung ist; und selbst wenn das Zeichen seiner Ladung dasselbe ist, hängt sie von der Natur des Elementes ab, mit dem es verbunden ist; ein Element hat eine kleinere Valenz, wenn es mit einem Element von ähnlichen Eigenschaften verbunden ist, als wenn es mit einem solchen verbunden ist, mit dem es weniger Ähnlichkeit hat.

In den Fällen chemischer Vereinigung, die wir betrachtet haben, haben wir angenommen, daß eine Übertragung von Korpuskeln von einem Atom auf ein anderes stattfindet und daß die Anziehung zwischen der positiven und der negativen Ladung, welche aus dieser Übertragung entspringt, dazu beiträgt, die Elemente in der Verbindung zusammenzuhalten. Der Fall der zwei Kugeln mit je einer Korpuskel im Mittelpunkt, den wir auf S. 118 betrachtet haben, beweist jedoch, daß zwischen Atomen, die aus Korpuskelgruppen bestehen, Anziehungen bestehen können, ohne daß eine Übertragung von Korpuskeln stattfindet, d. h. ohne daß Atome mit Elektrizität geladen werden. Eine sehr wichtige Frage entsteht, wenn wir die Verbindung zweier gleichartiger Atome im Molekül eines Elementargases betrachten. Findet in diesem Falle eine Übertragung von Elektrizität statt oder nicht, d. h. bekommt das eine Atom eine Ladung positiver und das andere eine Ladung negativer Elektrizität? Wenn zwei gleichartige Atome oder Korpuskelgruppen zusammengebracht werden, so wird eine symmetrische Verteilung der Korpuskeln, d. h. eine solche, bei der keine Übertragung von Korpuskeln stattfindet,

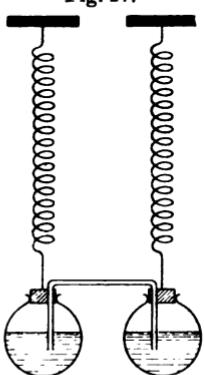
ohne Zweifel im Gleichgewicht sein. Es fragt sich jedoch, ob das Gleichgewicht stabil ist. Es lassen sich leicht Beispiele anführen, in denen das Gleichgewicht symmetrischer Anordnungen unbeständig ist. Man denke sich z. B. zwei elektrisch geladene Wassertropfen in einem Gefäß, welches sie nahezu füllen; Verdichtung an der Gefäßwand werde verhindert, so daß sich der Dampf von dem einen Tropfen auf dem anderen verdichtet. Wenn die Tropfen gleich groß sind, so sind sie im Gleichgewicht, aber dieses Gleichgewicht ist unbeständig, denn wenn der eine Tropfen auch nur im geringsten vom anderen verschieden wäre, so würde der kleinere Tropfen schneller verdampfen als der größere; der größere Tropfen würde also durch Verdichtung größer und der kleinere würde kleiner werden. Wenn der letztere beim Kleinerwerden eine gewisse Grenze überschritte, so würde durch die elektrische Ladung sein Dampfdruck bis auf den Dampfdruck des größeren Tropfens erniedrigt werden und die beiden Tropfen würden im Gleichgewicht sein. In diesem Falle würde das Gleichgewicht stabil sein, denn wenn der kleinere Tropfen noch kleiner würde, so würde sein Dampfdruck so schnell abnehmen, daß sich Wasser auf ihm verdichten und er infolgedessen größer werden würde; wenn er dagegen größer würde, so würde der Dampfdruck zunehmen und der Tropfen würde kleiner werden. Die beiden geladenen Wassertropfen, welche anfangs in jeder Hinsicht gleich sind, bleiben also nicht gleich, und die stabile Konfiguration besteht nicht aus zwei gleichen Tropfen, sondern aus einem großen und einem kleinen Tropfen.

Ein anderes Beispiel, in welchem die in Betracht kommenden Kräfte einige Analogie mit den im Atom wirksamen Kräften haben, ist das folgende.

Das Atom im normalen Zustande sei durch ein geschlossenes Glasgefäß repräsentiert, welches zum Teil mit Wasser gefüllt ist und an einer Federwaage hängt. Zur Veranschaulichung des Einflusses eines Atoms auf ein benachbartes Atom wollen wir annehmen, das Wasser in zwei gleichen Gefäßen sei durch einen Heber verbunden (Fig. 27). Dann kann Gleichgewicht bestehen, ohne daß eine Übertragung von Wasser von A nach B stattfindet, aber das Gleichgewicht würde, wie leicht einzusehen ist, unbeständig sein. Denn wenn etwas Wasser von A nach B überflösse, so würde B schwerer werden und infolgedessen sinken

Das Wasser in *B* würde sich jetzt auf einem niedrigeren Niveau befinden als das Wasser in *A*; das Wasser würde also nicht wie im Falle des stabilen Gleichgewichtes zurückfließen, sondern es

Fig. 27.



würde so lange fortfahren nach *B* zu strömen, bis der Druck der komprimierten Luft in *B* hinreichend ist, den von der Niveaudifferenz herrührenden Druck auszugleichen. Wenn wir also die beiden Gefäße verbinden, so würde Wasser aus dem einen in das andere überreten, oder, wenn wir uns denken, das Wasser repräsentiere eine elektrische Ladung, so würde das eine positiv und das andere negativ geladen werden.

Die zwischen Korpuskelgruppen wirkenden Kräfte sind von ähnlicher Art wie die in dem letzten Beispiel diskutierten.

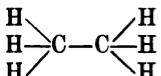
Wir wollen von den auf S. 115 diskutierten Anordnungen die Gruppe von 62 Korpuskeln näher betrachten. Diese ist stabiler als die Gruppe von 61 und weniger stabil als die von 63 Korpuskeln, oder, wie wir es ausgedrückt haben, der Korpuskulardruck in der Gruppe 62 ist kleiner als in der Gruppe 61 und größer als in der Gruppe 63. Wir wollen nun annehmen, eine Gruppe von 62 Korpuskeln werde einer zweiten derartigen Gruppe angenähert und eine Korpuskel werde von der einen Gruppe auf die andere übertragen, so daß die eine Gruppe 61 und die andere 63 Korpuskeln enthält; da der Druck in der Gruppe 61 größer ist als in der Gruppe 63, so würden die Korpuskeln von 61 auf 63 überzugehen streben anstatt zurückzukommen, d. h. wenn eine der beiden Gruppen zufälligerweise eine negative Ladung bekäme, so würde die Ladung zunehmen, bis die elektrostatische Abstoßung der negativen Ladung hinreichend wäre, die Wirkung des Korpuskulardruckes auszugleichen. In diesem Falle ist also die stabile Konfiguration für zwei Gruppen, die aufeinander einwirken, eine solche, bei welcher die eine Gruppe positiv und die andere negativ geladen ist. Wenn wir diese Betrachtungen auf die Atome anwenden, so kommen wir zu dem Schluß, daß, wenn zwei Atome derselben Art so nahe zusammenkommen, daß sie merkliche Kräfte aufeinander ausüben, das eine positiv und das

andere negativ geladen werden kann. Die beiden Atome in einem zweiatomigen Molekül eines Elementargases können also entgegengesetzt geladen sein, und die Kräfte, welche zwei gleichartige Atome in dem Molekül einer Elementarsubstanz zusammenhalten, können ganz ähnlicher Art sein wie diejenigen, welche zwei verschiedenartige Atome in dem Molekül einer Verbindung zusammenhalten. Die größte Ladung, welche ein Atom annehmen kann, wenn es mit einem Atom derselben Art verbunden ist, würde dieselbe sein wie die größte Ladung bei der Vereinigung mit einem verschiedenartigen Atom, und sie würde durch seine Valenz bestimmt sein. Wir können uns, wie das Beispiel auf S. 118 zeigt, Anziehungen von Atomen derselben Art denken, selbst wenn die Atome nicht entgegengesetzt geladen sind; aber die Eigenschaften der Moleküle einfacher und zusammengesetzter Gase scheinen dafür zu sprechen, daß die Kräfte, welche die gleichartigen Atome in dem Molekül eines Elementargases zusammenhalten, von demselben Charakter sind wie diejenigen, welche verschiedenartige Atome in dem Molekül einer Verbindung zusammenhalten. So verbinden sich z. B. die Atome von Gasen wie Helium und Argon, die sich nicht mit Atomen anderer Gase zu Verbindungen vereinigen, auch nicht miteinander zu zweiatomigen Molekülen. Und wenn in den Kohlenstoffverbindungen Atome derselben Art miteinander verbunden sind, so erfolgt die Verbindung eines Kohlenstoffatoms mit einem anderen Kohlenstoffatom hinsichtlich der Valenz nach denselben Gesetzen wie die Verbindung der Kohlenstoffatome mit Atomen anderer Art.

Für die Annahme, daß die Atome in einem Molekül entgegengesetzt geladen sind, sprechen auch einige von Walden ausgeführte Versuche, durch welche nachgewiesen wurde, daß elektrolytische Leitung stattfindet, wenn Brom und Jod in gewissen Lösungsmitteln gelöst werden; das Brom oder Jod erscheint dabei an beiden Elektroden, was mit der Annahme in Einklang steht, daß die Brommoleküle oder Jodmoleküle in die Ionen Br_+ , Br_- oder J_+ , J_- dissoziiert werden. Die Annahme wird ferner durch die Tatsache gestützt, daß, wenn die Moleküle eines Elementargases, wie beim Joddampf, durch Hitze dissoziiert werden, das elektrische Leitungsvermögen des dissozierten Gases sehr hoch ist, ein Beweis, daß große Mengen positiver und negativer Ionen in dem dissozierten Gas anwesend sind.

Die optischen Eigenschaften, namentlich der Brechungskoeffizient und die Dispersion, müssen, wie wir sehen werden, durch entgegengesetzte Ladungen der Atome im Molekül in hohem Grade beeinflußt werden; die Dispersion in einem Gas, in welchem die beiden Atome des Moleküls entgegengesetzt geladen sind, würde von einer ganz anderen Ordnung sein als die Dispersion eines Gases, dessen Moleküle aus ungeladenen Atomen bestehen. Die zahlreichen Versuche, welche über die Dispersion der Gase gemacht worden sind, beweisen, daß zwischen der Dispersion eines zusammengesetzten und eines einfachen Gases kein wesentlicher Unterschied besteht. Wenn wir also annehmen, daß die Atome in den Molekülen des zusammengesetzten Gases mit Elektrizität geladen sind, so können wir annehmen, daß die Atome der Moleküle von Elementargasen ebenfalls geladen sind.

Die positive Ladung des einen und die negative Ladung des anderen Atoms erzeugen eine Verschiedenheit zwischen den beiden Atomen, die einen Mangel an Symmetrie in Verbindungen bedingen kann, die nach ihren Formeln vollkommen symmetrisch zu sein scheinen. So wird z. B. Äthan durch die Formel

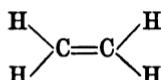


ausgedrückt; wenn wir aber annehmen, daß die Vereinigung der beiden Kohlenstoffatome miteinander von einer Übertragung einer Korpuskel von dem einen auf das andere Atom begleitet ist, so besitzen die beiden Kohlenstoffatome nicht gleiche Ladungen. Wenn sämtliche Wasserstoffatome mit einer Einheit positiver Elektrizität geladen sind, so würde das eine Kohlenstoffatom eine Ladung von vier Einheiten negativer Elektrizität, das andere dagegen eine Ladung von nur zwei Einheiten besitzen; von den beiden Systemen CH_3 würde also das eine positiv und das andere negativ geladen sein.

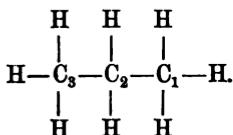
Unter diesen Umständen müßten aber zwei isomere Verbindungen von der Zusammensetzung $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ möglich sein; in der einen würde das Chlor mit dem Kohlenstoffatom mit der Ladung 4, in der anderen mit dem Kohlenstoffatom mit der Ladung 2 verbunden sein. Ich weiß nicht, ob Tatsachen bekannt sind, die für die Existenz isomerer Formen von $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$ sprechen; es würde zu erwarten sein, daß, selbst wenn beide stabil wären,

sie dies in sehr verschiedenem Grade sind. Man muß bedenken, daß bei Erwägung der Möglichkeit der Existenz isomerer Verbindungen aus rein geometrischen Rückichten die Stabilität nicht in Frage kommt; es können daher isomere Verbindungen, die geometrisch möglich sind, dynamisch unbeständig und daher nicht darstellbar sein.

Wenn wir Verbindungen betrachten, in denen die Kohlenstoffatome mehrfach gebunden sind, so ergibt sich aus geometrischen Betrachtungen die Möglichkeit der Existenz isomerer Verbindungen unter den Kohlenwasserstoffen selbst. Wir wollen z. B. das Äthylen,



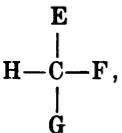
betrachten, in welchem die Kohlenstoffatome doppelt gebunden sind. Wenn wir annehmen, daß mit jeder Bindung die Übertragung einer Korpuskel von einem Kohlenstoffatom auf das andere verbunden ist, so können zwei isomere Verbindungen existieren. In der einen hat die Übertragung der beiden Korpuskeln in derselben Richtung stattgefunden, so daß das eine Kohlenstoffatom zwei Einheiten negativer Elektrizität verloren und das andere ebensoviel gewonnen hat; in der anderen Modifikation hat die Übertragung der einen Korpuskel in der einen, die der anderen dagegen in der entgegengesetzten Richtung stattgefunden, so daß die Ladung der Kohlenstoffatome keine Veränderung erlitten hat. Die letztere Verbindung ist in viel höherem Grade symmetrisch als die erstere, und sie liefert nicht so viel isomere Verbindungen wie diese, wenn der Wasserstoff durch Chlor ersetzt wird. Selbst bei einfacher Bindung der Kohlenstoffatome können isomere Kohlenwasserstoffe existieren, wenn die Anzahl der Kohlenstoffatome größer als zwei ist. Man betrachte z. B. den Kohlenwasserstoff von der Formel



In einer der möglichen Verbindungen könnte die Verkettung zwischen C_1 und C_3 bewirken, daß eine Korpuskel von C_1 nach

C_2 und eine Korpuskel von C_3 nach C_2 übergeht; die Folge würde sein, daß C_3 in bezug auf C_2 negativ und C_1 in bezug auf C_2 positiv geladen ist. Es könnte aber auch, wie vorher, eine Korpuskel von C_1 auf C_2 übergehen, aber die Verkettung zwischen C_2 und C_3 könnte bewirken, daß eine Korpuskel von C_3 nach C_2 anstatt von C_3 nach C_2 übergeht; in diesem Falle würden C_1 und C_3 in bezug auf C_2 beide positiv geladen sein, was von der vorhergehenden Anordnung verschieden sein würde. Ein dritter Fall würde der sein, daß die Verkettung zwischen den Kohlenstoffatomen bewirkte, daß eine Korpuskel von C_3 nach C_1 und eine andere von C_2 nach C_3 übergeht; in diesem Falle würden C_1 und C_3 beide in bezug auf C_2 negativ geladen sein. Bei einer größeren Anzahl von Kohlenstoffatomen würde natürlich auch die Anzahl der isomeren Verbindungen größer sein.

So sehen wir, daß bei den Kohlenstoffverbindungen die Ladung des Kohlenstoffatoms davon abhängt, ob die mit dem Kohlenstoff verbundenen Elemente in bezug auf dieses Element elektropositiv oder elektronegativ sind. Wenn z. B. in der Verbindung



in welcher C das Kohlenstoffatom ist und E, F, G, H einwertige Atome anderer Elemente sind, diese Elemente in bezug auf Kohlenstoff sämtlich elektropositiv sind, so hat das Kohlenstoffatom eine Ladung von vier Einheiten negativer Elektrizität; wenn sie dagegen sämtlich elektronegativ sind, so haben sie eine Ladung von vier Einheiten positiver Elektrizität; wenn eins von ihnen elektropositiv ist und die übrigen elektronegativ sind, so ist die Ladung von C gleich zwei Einheiten positiver Elektrizität usw. Die Eigenschaften des Kohlenstoffatoms hängen also von den Elementen ab, mit denen es verbunden ist. Diese Verschiedenheit in den Eigenschaften wird in der gesättigten Verbindung schwer zu entdecken sein, dagegen ist zu erwarten, daß sie mehr Einfluß in organischen Radikalen, wie



ausübt, die durch die Verkettung ihrer Kohlenstoffatome mit anderen Atomen in Verbindungen eintreten; die Leichtigkeit, mit der diese Verkettung stattfindet, muß durch das Zeichen und die Größe der elektrischen Ladung des Kohlenstoffatoms bedeutend beeinflußt werden, und dies scheint mit den Ergebnissen der Beobachtung in Einklang zu stehen, denn van 't Hoff gibt in seinen „Ansichten über Organische Chemie“ verschiedene Beispiele von Änderungen in dem Kohlenstoffatom organischer Radikale, die durch Änderung in den mit ihm verbundenen Elementen bewirkt werden.

Ein System von vier Atomen, deren jedes sowohl positiv als negativ einwertig ist und die fest miteinander verbunden sind und die vier Ecken eines regulären Tetraeders bilden, würde dieselben chemischen Eigenschaften besitzen wie das Kohlenstoffatom; zwei solcher Systeme könnten durch eine, zwei oder drei Valenzen verbunden sein, und die freien Valenzen, welche nicht durch den Zusammenhang der Systeme gesättigt sind, könnten durch irgend welche einwertige elektropositive oder elektronegative Atome gesättigt sein.

Vielleicht haben die Eigenschaften des Atoms, die wir betrachtet haben, auch einen Einfluß auf die Siedepunkte von Flüssigkeiten, sowie auf die Temperatur, bei welcher die Gase flüssig werden, denn diese Temperaturen hängen von den Kräften ab, welche zwischen verschiedenen Molekülen der Substanz wirksam sind, und zwar in der Weise, daß eine Zunahme dieser Kräfte den Siedepunkt einer Flüssigkeit erhöht und Verflüssigung eines Gases erleichtert. Diese Kräfte beeinflussen auch den Zusammenhang zwischen dem Druck und dem Volumen eines Gases. Von ihnen hängt z. B. das Glied a/v^2 in der van der Waalsschen Gleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = R \vartheta$$

ab, und aus den Werten von a können wir ein Maß für die Intensität dieser Kräfte ableiten. Es ist zweckmäßiger, a als den Index dieser Kräfte zu nehmen, als den Siedepunkt oder selbst die kritische Temperatur für diesen Zweck zu benutzen, da die letztere sowohl von b , der Größe der Moleküle, als auch von den intermolekularen Kräften abhängt. Ein anderes zweckmäßiges Maß für die Stärke dieser Kräfte ist die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um ein Grammolekül der Substanz aus dem

flüssigen in den gasförmigen Zustand überzuführen, da diese Menge direkt proportional der Arbeit ist, welche erforderlich ist, um ein Molekül der Verbindung gegen die Anziehung hinwegzuziehen, welche auf es von der Substanz im flüssigen Zustande ausgeübt wird.

Wir wollen uns jetzt ein Bild davon zu machen suchen, wie diese Kräfte wirken. Wenn ein Atom in einer Verbindung „ungesättigt“ ist, so ist zu erwarten, daß es auf andere eine beträchtliche Anziehung ausübt, weil wir wissen, daß es unter geeigneten Bedingungen imstande ist, andere Atome so stark anzuziehen, daß sie dauernd mit ihm in Verbindung treten. Aber selbst wenn ein Atom in einem Molekül „gesättigt“ ist, d. h. wenn keine Übertragung von Korpuskeln auf es oder von ihm möglich ist, so können doch Kräfte zwischen zwei benachbarten Atomen existieren, wenn sie auch nicht imstande sind, die Korpuskeln aus einem Atom in ein anderes zu ziehen und so ein „chemisches Band“ zwischen den Atomen herzustellen. Die Kraft zwischen zwei Atomen hängt unter anderem von der Leichtigkeit ab, mit der sich die Korpuskeln in den Atomen umherbewegen können, ebenso wie die Kraft zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Körpern größer ist, wenn diese Körper Leiter der Elektrizität sind, in denen sich die Elektrizität bewegen kann und elektrostatische Induktion ins Spiel kommt, als wenn sie Isolatoren sind, in denen die Elektrizität nicht beweglich ist.

Daß ein Atom ungesättigt ist, bedeutet, daß noch einige Korpuskeln vorhanden sind, die eine verhältnismäßig große Bewegungsfreiheit haben, da diese unter günstigen Bedingungen in das Atom eintreten oder aus demselben austreten können, wodurch es seine höchste Valenz bekommt; es ist also zu erwarten, daß ein Molekül, welches ein ungesättigtes Atom enthält, beträchtliche Kräfte auf andere Moleküle ausübt und bewirkt, daß das Gas vom Boyleschen Gesetz abweicht und leicht zu verflüssigen ist. Aber selbst, wenn sämtliche Atome im Molekül gesättigt und die Valenzkorpuskeln übertragen sind, so können die Korpuskeln noch einige Beweglichkeit besitzen, wenn sie auch nicht hinreicht, den Austritt der Korpuskeln aus dem Atom zu ermöglichen. Diese Beweglichkeit braucht nicht für die Atome der verschiedenen Elemente dieselbe zu sein und sie kann für dasselbe Atom verschieden sein, je nachdem es positive oder negative Valenz besitzt, mit anderen

Worten, die Anziehung eines Atoms braucht nicht vollständig erschöpft zu sein, wenn seine Valenz befriedigt ist, und die „Restattraktion“ kann nicht nur von der Natur des Atoms, sondern auch davon abhängen, ob es seine positiven oder seine negativen Valenzen ausübt.

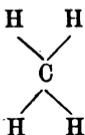
Wir wollen einige Beispiele betrachten. Sumpfgas, CH_4 , ist ein Gas, welches nicht leicht zu verflüssigen ist und bei dem die Anziehung zwischen den Molekülen gering ist. Wenn aber eins der Wasserstoffatome durch OH ersetzt wird, so erhalten wir Methylalkohol, der bei gewöhnlicher Temperatur eine Flüssigkeit ist und dessen Moleküle eine beträchtliche Anziehung aufeinander ausüben. Wenn, wie einige Chemiker annehmen, der Sauerstoff vierwertig sein kann, so ist der Sauerstoff in CH_3OH ungesättigt und kann beträchtliche Anziehungen auf andere Atome ausüben; der Wasserstoff, an dessen Stelle der Sauerstoff getreten ist, war gesättigt und konnte daher nicht annähernd so starke Anziehungen ausüben. Chlor ist weit davon entfernt, ein vollkommenes Gas zu sein, und die bedeutenden Abweichungen vom Boyleschen Gesetz, welche es zeigt, beweisen, daß zwischen den Molekülen noch eine bedeutende Restattraktion herrscht. Chlor behält, wie es scheint, diese Restattraktion, wenn es mit anderen Elementen verbunden ist, denn wenn die Wasserstoffatome in CH_4 durch Chlorstrom ersetzt werden, so entstehen Substanzen, CH_3Cl , CH_2Cl_2 , CHCl_3 , CCl_4 , die sich mit steigendem Chlorgehalt immer weiter von der Natur vollkommener Gase entfernen; die beiden letzteren sind bei gewöhnlicher Temperatur flüssig. Wenn man annimmt, daß das Wasserstoffatom positiv und das Chloratom negativ geladen ist, so variiert die Ladung des Kohlenstoffatoms von — 4 in CH_4 bis + 4 in CCl_4 , und es wäre interessant, zu untersuchen, ob die Restattraktion des Kohlenstoffatoms durch die Ladung beeinflußt wird; die Restattraktion des Chlors ist aber so groß, daß man wahrscheinlich den Effekt des Kohlenstoffs gar nicht bemerken würde. Da die Restattraktion des Wasserstoffs sehr gering ist, so würden Änderungen in der Anziehung des Kohlenstoffs vielleicht eher zu entdecken sein, wenn wir mit Verbindungen operierten, die außer Kohlenstoff nur Wasserstoff enthalten. Eine Untersuchung der Werte von a der van der Waalschen Gleichung für Verbindungen wie C_2H_6 , C_2H_4 , C_2H_2 , in denen die Kohlenstoffatome Ladungen besitzen, die sich von einer Ver-

bindung zur anderen ändern, ist vielleicht geeignet, einiges Licht über diese Frage zu verbreiten. In der Verbindung CH_2 wird die Ladung des Kohlenstoffs gleich — 4 und in CO (wenn der Sauerstoff vierwertig ist) gleich + 4 angenommen; der Wert von a ist für CH_4 gleich 0,0379; für CO ist er kleiner, nämlich nur gleich 0,0284, obgleich die Restattraktion des Sauerstoffs wahrscheinlich größer ist als die des Wasserstoffs. Dies spricht dafür, daß die Restattraktion des Kohlenstoffs größer ist, wenn er negativ, als wenn er positiv geladen ist.

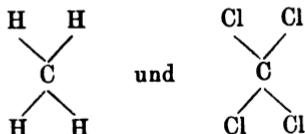
Die Restattraktion beeinflußt nicht nur die Beziehung zwischen Druck und Volumen, sondern sie hat auch anscheinend einen großen Einfluß auf die spezifische Induktionskapazität der Substanzen. So haben z. B. die Flüssigkeiten, welche die Radikale OH , NO_2 , COH enthalten, in der Regel sehr große Induktionskapazitäten, und sie besitzen, wie Drude gezeigt hat, oft anormale Dispersion für elektrische Wellen, deren Länge im Vergleich zur Größe eines Moleküls ungeheuer groß ist; dies läßt vermuten, daß die große Restattraktion zwischen den Molekülen zur Bildung von Aggregaten Veranlassung gibt, die eine sehr große Anzahl von Molekülen enthalten, und daß der außergewöhnlich hohe Wert der spezifischen Induktionskapazität von der Anwesenheit solcher Aggregate in diesen Flüssigkeiten herrührt.

Nach der oben gegebenen Auffassung des Vorgangs der chemischen Vereinigung hängt die Valenz eines Elementes von der Anzahl der Korpuskeln ab, die ein Atom unter dem Einfluß von Atomen anderer Elemente aufnehmen oder abgeben kann. Für jedes zwischen zwei Atomen hergestellte Valenzband hat die Übertragung einer Korpuskel von dem einen Atom auf das andere stattgefunden; dabei bekommt dasjenige Atom, welches die Korpuskel empfängt, eine Einheitsladung negativer Elektrizität, und dasjenige, welches die Korpuskel verliert, eine Einheitsladung positiver Elektrizität. Dieser elektrische Vorgang kann dargestellt werden durch die Entstehung einer Einheitsröhre elektrischer Kraft zwischen den beiden Atomen, und zwar so, daß die Röhre von dem positiven Atom ausgeht und auf dem negativen endet. Auf diese Weise können wir den Linien, durch welche in den chemischen Formeln die Valenzbänder ausgedrückt werden, eine physikalische Interpretation geben, indem diese Linien die Kraftröhren bedeuten,

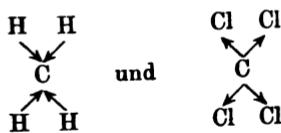
durch welche die Atome verbunden sind. So bezeichnen z. B. in der graphischen Formel



die Linien die elektrischen Kraftröhren, welche vom Kohlenstoffatom nach den vier Wasserstoffatomen gehen. Es besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied zwischen den Linien, welche die Valenzbänder bezeichnen, und denjenigen, welche die elektrischen Kraftröhren bezeichnen. Die Linien, deren sich die Chemiker bedienen, haben keine Richtung. So werden in den beiden Verbindungen



die Linien, welche das Kohlenstoffatom mit den Wasserstoffatomen verbinden, in keiner Weise von den Linien unterschieden, die das Kohlenstoffatom mit den Chloratomen verbinden. Nach der elektrischen Theorie dagegen besitzen die Kraftröhren eine bestimmte Richtung; sie gehen vom positiven Atom aus und enden auf dem negativen. Wenn z. B. die Wasserstoffatome im Sumpfgas positiv und die Chloratome im Tetrachlormethan negativ geladen sind, so würden die graphischen Formeln



sein. Hiermit ist angedeutet, daß sich das Kohlenstoffatom in den beiden Verbindungen nicht in demselben Zustande befindet, sondern daß es in der einen das Ende und in der anderen den Anfang der elektrischen Kraftröhren bildet.

Eine Methode, die Größe und Natur der Restattraktion eines Gases zu erforschen, die vielleicht zu interessanten Resultaten führt, besteht darin, zu ermitteln, welchen Einfluß es auf die

primären Stoßwelle auf die Korpuskel ausgeübt werden. Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, so läßt sich beweisen (siehe J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 2. edition, p. 326), daß die Energie, welche in der Zeiteinheit pro Volumeneinheit eines Raumes, welcher Korpuskeln enthält, gleich dem $\frac{8\pi Ne^4}{3m^2}$ -fachen der Energie in der primären Strahlung ist, welche in dieser Zeit durch die Volumeneinheit geht. N ist die Anzahl der Korpuskeln in der Volumeneinheit, e die Ladung und m die Masse der Korpuskel.

Nun hat Barkla, der sehr wertvolle Untersuchungen über die durch Röntgenstrahlen hervorgerufene sekundäre Strahlung ausgeführt hat, gefunden, daß für Elemente mit kleinem Atomgewicht die Qualität der sekundären Strahlung dieselbe ist wie die der primären. Er hat ferner in Übereinstimmung mit dem angeführten Ausdruck gefunden, daß das Verhältnis zwischen der Energie der sekundären Strahlung von solchen Elementen und der primären Strahlung unabhängig von der Natur der primären Strahlung ist, und daß für verschiedene Substanzen dieses Verhältnis direkt proportional der Dichte der Substanz ist. Da dieses Verhältnis gleich $\frac{8\pi Ne^4}{3m^2}$ ist, so beweist dieses Resultat, daß die Anzahl der Korpuskeln in der Volumeneinheit der Dichte dieser Substanz proportional ist; und da die Dichte gleich dem Produkt aus der Anzahl der Atome der Volumeneinheit und dem Atomgewicht ist, so folgt aus diesem Resultat, daß die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom proportional dem Atomgewicht der Substanz ist, daß z. B. die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom Sauerstoff 16 mal so groß ist als die Anzahl in einem Atom Wasserstoff usw.

Barkla hat gefunden, daß die Energie der sekundären Strahlung von 1 ccm Luft bei Atmosphärendruck ungefähr gleich dem 0,00025 fachen der Energie der primären Strahlung ist, die durch diese Luftmenge hindurchgeht. Also haben wir

$$\frac{8\pi Ne^4}{3m^2} = 0,00025.$$

Nun ist $e = 1,2 \times 10^{-20}$ und $e/m = 1,7 \times 10^7$. Durch Einsetzen dieser Werte erhält man

$$Ne = 10.$$

Wenn n die Anzahl der Moleküle in 1 ccm Luft bei Atmosphärendruck und 0°C ist, so ist, wie wir wissen,

$$n e = 0,4.$$

Also ist $N = 25 n$, so daß die Luftmoleküle durchschnittlich ungefähr 25 Korpuskeln enthalten. Das Molekulargewicht des Stickstoffs ist 28; dies Resultat läßt vermuten, daß die Anzahl der Korpuskeln im Stickstoffatom gleich dem Atomgewicht des Stickstoffs ist. Da die von verschiedenen Gasen zerstreute Energie der Dichte des Gases proportional ist, so muß die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit ebenfalls der Dichte proportional sein; wenn daher die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom irgend einer Substanz gleich dem Atomgewicht dieser Substanz ist, so muß die Anzahl in einem Atom jeder beliebigen Substanz gleich dem Atomgewicht dieser Substanz sein.

Da dies eine Frage von sehr großer Wichtigkeit ist, müssen wir sorgfältig die Annahmen prüfen, welche wir bei dem Beweis gemacht haben, daß die pro Volumeinheit ausgestrahlte Energie gleich dem $\frac{8\pi Ne^4}{3 m^2}$ -fachen der Energie der primären Strahlen ist. N ist die Anzahl der Korpuskeln, die durch die primäre Stoßwelle in Bewegung gesetzt werden; wir haben angenommen, daß sämtliche Korpuskeln in Bewegung gesetzt werden. Es ist möglich, daß einige von den Korpuskeln an die Kugel positiver Ladung durch so starke Kräfte gebunden sind, daß sie sich nicht bewegen können, ohne das ganze Atom mitzuziehen; die Beschleunigung von Korpuskeln dieser Art würde so klein sein, daß sie im Vergleich mit den frei beweglichen Korpuskeln nur eine sehr geringe Strahlung erzeugen würden; daher würde jede Methode, die sich auf die sekundäre Strahlung stützt, nicht imstande sein, diese unbeweglichen Korpuskeln zu entdecken. Diese können aber, wie wir sehen werden, durch unsere zweite Methode entdeckt werden.

Eine andere Annahme, die wir gemacht haben, war die, daß die Stoßwelle der Röntgenstrahlung so dünn ist, daß sie immer nur eine Korpuskel enthält. Hierfür spricht die Tatsache, daß die sekundäre Strahlung von leichten Substanzen von derselben Art ist wie die primäre, während für den Fall, daß die Stoßwelle zugleich mehrere Korpuskeln umfaßte, die Dicke der Stoßwelle der sekundären Strahlung größer sein würde als die der primären

Stoßwelle um den Abstand zweier Korpuskeln, wenn die Stoßwelle bei jedem Zusammenstoß über zwei Korpuskeln hinwegginge, bevor sie von einer Korpuskel frei würde, um das Doppelte dieses Abstandes, wenn sie über drei hinwegginge usw. Dies würde einen großen Einfluß auf die Qualität der sekundären Strahlung ausüben, wenn die Dicke der primären Stoßwelle nur ein kleines Vielfaches vom Abstande zwischen zwei Korpuskeln wäre. Es würde nur einen geringen Einfluß ausüben, wenn die Dicke der Stoßwelle viel größer als der Durchmesser eines Atoms wäre; die Identität der sekundären und primären Strahlung ist daher nicht unvereinbar mit sehr dicken, wohl aber mit mäßig dicken Stoßwellen. Wenn die Stoßwellen dicker als ein Atom sind, so bewegen sich sämtliche Korpuskeln in einem Atom, als wenn sie ein einziger geladener Körper mit einer Ladung $p e$ und einer Masse $p m$ wären, wenn p die Anzahl der Korpuskeln im Atom ist. Also ist die pro Atom ausgestrahlte Energie gleich $\frac{8\pi e^4 p^2}{3 m^2}$; wenn n die Anzahl der Atome pro Volumeinheit ist, so ist die pro Volumeneinheit ausgestrahlte Energie $\frac{8\pi e^4}{3 m^2} n p^2$. Da die Erfahrung lehrt, daß dies proportional der Dichte, d. h. $n M$ ist, wenn M das Atomgewicht ist, so sehen wir, daß, wenn die Röntgenstrahlung von diesem Charakter wäre, p^2 proportional M sein würde; also würde p , die Anzahl der Korpuskeln im Atom, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht proportional sein.

Die Tatsache, daß die sekundäre Strahlung von leichten flüssigen und festen Körpern, sowie von Gasen von demselben Charakter ist wie die primäre, beweist jedoch, daß die Stoßwellen in der primären Strahlung nicht so dick sein können, wie wir angenommen haben, denn wenn die Dicke der Stoßwelle viel größer wäre als der Durchmesser eines Atoms, so würde eine solche Stoßwelle beim Durchgang durch einen festen oder flüssigen Körper, der aus solchen Atomen besteht, nie frei von Korpuskeln sein, und die sekundäre Stoßwelle würde viel dicker sein als die primäre.

Wenn die primäre Stoßwelle dicker als das Atom ist und die elektrische Kraft in derselben Richtung von hinten nach vorn wirkt, so ist die pro Atom ausgestrahlte Energie proportional dem Quadrat der Anzahl der Korpuskeln im Atom und nicht der ersten Potenz der Anzahl, was der Fall ist, wenn die Stoßwellen dünn

sind; also wächst die Strahlung mit der Anzahl der Korpuskeln für dicke Stoßwellen von diesem Typus schneller als für dünne. Dies ist aber nur richtig, wenn die elektrische Kraft durch die ganze Stoßwelle hindurch dieselbe Richtung hat. Wenn dagegen die elektrische Kraft auf der Vorderseite der Stoßwelle die eine und auf der Rückseite die entgegengesetzte Richtung hat, so ist die Strahlung von einer dicken Stoßwelle geringer als von einer dünnen, weil die Korpuskeln auf der Rückseite der dicken Stoßwelle entgegengesetzte Beschleunigungen haben als auf der Vorderseite; die von ihnen erzeugten elektrischen und magnetischen Kräfte haben entgegengesetzte Richtungen, ihre Wirkungen heben sich infolgedessen gegenseitig auf und die beiden Strahlungen zusammen sind viel schwächer als jede für sich allein. Wenn dagegen die Stoßwelle so dünn ist, daß sie immer nur eine Korpuskel umfassen kann, so breitet sich die Strahlung vor jeder Korpuskel ungestört aus und die ausgestrahlte Energie ist direkt proportional der Anzahl der Korpuskeln.

Die sekundäre Strahlung von Substanzen mit hohen Atomgewichten ist nicht ganz von demselben Charakter wie die primäre Strahlung, weil von diesen Substanzen bei weitem der größte Teil der sekundären Strahlung aus Kathodenstrahlen eines leicht absorbierbaren Typus besteht, so daß die gesamte sekundäre Strahlung viel weniger durchdringend ist als die primäre. Barkla fand, daß die sekundäre Strahlung von demselben durchdringenden Typus wie die primäre, welche von Substanzen mit hohem Atomgewicht erzeugt wird, oft geringer ist als die von den leichteren Elementen; bei den leichteren dagegen ist praktisch die gesamte sekundäre Strahlung von einem durchdringenden Typus, während dieser Typus nur einen Bruchteil der gesamten Strahlung von den schwereren Elementen bildet. Man sollte erwarten, die durchdringende Strahlung fange an abzunehmen, wenn die Korpuskeln in dem Atom so dicht zusammengedrängt sind, daß sich die Röntgenstöße zugleich über mehr als eine Korpuskel erstrecken, vorausgesetzt, daß die elektrische Kraft an der Vorderseite der Stoßwelle die entgegengesetzte Richtung hat als an der Rückseite. Barkla fand, daß bei den Strahlen, die er benutzte, die Elemente von geringerem Atomgewicht als Calcium sekundäre Strahlung von demselben Typus wie die primäre gaben, während die sekundäre Strahlung von Calcium und Elementen von höherem

Atomgewicht hauptsächlich aus leicht absorbierbaren Kathodenstrahlen besteht. Ich habe gefunden, daß das Element, bei welchem der Wechsel eintritt, von der Qualität der primären Strahlen abhängt und daß bei sehr weichen Strahlen der Wechsel im Charakter der sekundären Strahlung bei leichteren Elementen als Calcium stattfinden kann.

Wenn das Gas durch den Durchgang der primären Strahlen ionisiert wird, d. h. wenn die Korpuskeln von den Atomen losgelöst werden, so wird durch die Zusammenstöße dieser Korpuskeln die sekundäre Strahlung gesteigert; diese Steigerung besteht aber aus einer Strahlung, die im allgemeinen nicht von demselben Typus wie die primäre ist.

Zweite Methode: Undurchlässigkeit einer Substanz für Kathodenstrahlen.

Wenn ein Kathodenstrahl mit sehr großer Geschwindigkeit durch einen Schwarm von Korpuskeln geht, so wird er, wenn er dicht an einer Korpuskel vorbeigeht, abgelenkt; infolge solcher Ablenkungen wird ein Bündel von Kathodenstrahlen, welches ursprünglich der x -Achse parallel ist, während des Durchgangs durch die Substanz mehr und mehr diffus, und die Anzahl, welche in der Zeiteinheit senkrecht zur x -Achse durch die Flächeneinheit geht, wird immer kleiner, je größer der von den Strahlen zurückgelegte Weg wird. Die Größe der Ablenkung, welche die bewegten Korpuskeln erleiden, hängt zum Teil von den im Innern des Atoms wirkenden Kräften ab, durch welche die Korpuskeln in der absorbierenden Substanz in ihren Gleichgewichtslagen festgehalten werden. Die Lösung des Problems unter Berücksichtigung dieser Kräfte würde äußerst schwierig und kompliziert sein. Wir können jedoch die Wirkung dieser Kräfte in einem gewissen Grade dadurch zum Ausdruck bringen, daß wir die Masse der Korpuskeln in der absorbierenden Substanz vergrößern; die Wirkung einer Korpuskel, welche durch Kräfte, die auf sie wirken, absolut festgehalten wird, ist nämlich dieselbe, als wenn sie frei von solchen Kräften wäre, aber eine unendlich große Masse hätte.

Es läßt sich beweisen, daß unter diesen Annahmen die Anzahl der Korpuskeln, die in einer Entfernung x von der Stelle, wo der Strom der Korpuskeln in die Substanz eintritt, senkrecht

zur x -Achse durch die Flächeneinheit gehen, gleich $J_0 \varepsilon^{-1x}$ ist; J_0 ist die Anzahl für $x = o$, und

$$\lambda = 4\pi Ne^4 \left(\frac{V_0}{V}\right)^4 \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2^2} \log \left[\frac{a}{e^2} \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right]$$

(siehe J. J. Thomson, Phil. Mag., Juni 1906; Conduction of Electricity through Gases, 2. edit., p. 377).

In diesem Ausdruck ist N die Anzahl der Korpuskeln pro Volumeinheit der absorbierenden Substanz, e die Ladung der Korpuskel in elektromagnetischen Einheiten, M_1 die Masse einer Korpuskel in den Atomen der absorbierenden Substanz, M_2 die Masse der bewegten Korpuskel, V die Geschwindigkeit der bewegten Korpuskel, V_0 die Geschwindigkeit des Lichtes und α der gegenseitige Abstand der Korpuskeln in den Atomen der absorbierenden Substanz; λ ist der Absorptionskoeffizient der Kathodenstrahlen in der Substanz. Den Wert von λ können wir durch P , die Anzahl der Korpuskeln in einem Atom der absorbierenden Substanz ausdrücken, denn wenn d die Dichte der Substanz, μ die Masse eines Atoms ist, so ist $Pd = N\mu$, also

$$\frac{\lambda}{d} = 4\pi \frac{Pe^4}{\mu} \cdot \left(\frac{V_0}{V}\right)^4 \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2^2} \log \left[\frac{a}{e^2} \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right].$$

Nun ist $e/M_2 = 1,7 \times 10^7$
 $e = 1,2 \times 10^{-20}$
 $\frac{e}{\mu} = 10^4/w;$

w ist das Atomgewicht der absorbierenden Substanz, und $V_0 = 3 \times 10^{10}$ ist die Geschwindigkeit des Lichtes.

Durch Einsetzung dieser Werte finden wir

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{4\pi P}{w} \frac{V_0^4}{V^4} \times \frac{1,05}{30} \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left[\frac{a}{e^2} \left(\frac{V}{V_0}\right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right].$$

Die bei dieser Untersuchung in Betracht gezogene Absorption ist diejenige, welche von der Zerstreuung der Korpuskeln durch Zusammenstöße mit anderen Korpuskeln herrührt; die Änderung in der kinetischen Energie der zusammenstoßenden Korpuskeln ist vernachlässigt worden. Diese Absorption ist analog der Zerstreuung, welche stattfindet, wenn ein Lichtstrahl durch

eine Schicht Glaspulver geht. Da es sehr wichtig ist, von diesem Koeffizienten eine klare Vorstellung zu haben, so wollen wir einen speziellen Fall betrachten. Wir wollen annehmen, daß die einfallenden Korpuskeln ein zylindrisches Strahlenbüschel $EFGH$ bilden; dies Büschel wird, nachdem es durch die absorbierende Substanz gegangen ist, zerstreut werden und sein Querschnitt wird größer werden. Der Absorptionskoeffizient, welchen wir untersucht haben, wird durch die Verminderung in der Energie gemessen, die durch einen Querschnitt von $LMNP$, die Verlängerung des einfallenden Strahles, geht, und nicht durch die Verminderung in der gesamten Energie, welche durch die Platte geht; diese würde natürlich viel geringer sein als die Verminderung in der Energie, welche durch einen Querschnitt von $LMNP$ geht. Wenn also die Korpuskeln von einer radioaktiven Substanz kommen, die sich in einer Metallröhre $EFGH$ befindet, so wird der Absorptionskoeffizient der Platte durch die Verminderung der Anzahl gemessen, die durch eine Röhre $LMNP$, die Verlängerung der Röhre, welche die radioaktive Substanz enthält, hindurchgeht, und nicht die Verminderung in der Anzahl von Korpuskeln, welche durch die Platte hindurchgehen. Bei den bis jetzt über die Absorption der β -Strahlen gemachten Versuchen war die gemessene Größe die Ionisierung, welche von sämtlichen aus der absorbierenden Schicht austretenden Strahlen bewirkt wird; hierdurch erklärt es sich, weshalb die von verschiedenen Beobachtern erhaltenen Werte von λ/d für die β -Strahlen, welche von radioaktiven Substanzen ausgesandt werden, viel kleiner sind als die Werte für schnell bewegte Kathodenstrahlen in einer Vakuumröhre, wenn die Absorptionen durch Messung der Menge bestimmt worden sind, die durch eine konstante Fläche wie der Querschnitt der Röhre $LMNP$ gehen, und nicht durch Messung der Menge, welche durch die ganze absorbierende Platte geht. Dieser Unterschied ist sehr bedeutend und viel zu groß, um durch Verschiedenheiten in den Geschwindigkeiten der Korpuskeln erklärt werden zu können. So variiert z. B. der Wert von λ/d für die β -Strahlen von Uran, die nach Becquerel eine Geschwindigkeit von $1,6 \times 10^{10}$ cm/sec haben, von 5 bis 10, und für Kathodenstrahlen mit einer Geschwindigkeit von 10^{10} cm/sec, wie Becker fand, von 1200 bis 2000. Neuere Versuche, die von Crowther im Cavendish-Laboratorium ausgeführt wurden, haben gezeigt, daß,

wenn λ die Verminderung in der Menge der Strahlen ist, die durch die Flächeneinheit gehen, λ/d für Uranstrahlen gleich 150 ist. Da die bei dem Versuch mit den Kathodenstrahlen gemessene Größe unserem Absorptionskoeffizienten entspricht, die für Uranstrahlen dagegen nicht, so wollen wir die erstere zur Bestimmung des Wertes von P/w benutzen.

Wenn wir den von Becker untersuchten Fall nehmen, in welchem $V = 10^{10}$ ist, und wenn wir $M_1 = M_2$ setzen, so finden wir aus der Gleichung auf S. 145, daß

$$\frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{a}{9} \frac{M}{e^2 2} - 1 \right).$$

Nun ist aber (s. S. 33) $M = \frac{2}{3} \frac{e^2}{b}$ und $b = 10^{-18}$ ist der Radius einer Korpuskel; also ist

$$\frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{a}{27 \times 10^{-18}} - 1 \right);$$

wenn wir annehmen, daß a von der Ordnung 10^{-8} ist, so ist

$$\frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{10^6}{27} \right)$$

annähernd

$$= 550 \frac{P}{w}.$$

Da λ/d zwischen 1200 und 2000 variiert, so sehen wir, daß P/w nicht groß sein kann, d. h. daß die Anzahl der Korpuskeln im Atom von derselben Ordnung sein muß wie das Atommengewicht.

Diese Methode bildet eine Ergänzung der vorhergehenden (S. 138), durch welche Korpuskeln, die so festgehalten werden, daß sie durch Röntgenstrahlen nicht bewegt werden, nicht entdeckt werden würden. Die zweite Methode hat diesen Mangel nicht; andererseits macht diese Methode die Annahme, daß die gegenseitige Abstoßung der Korpuskeln, so klein auch ihr Abstand von einander sein mag, dem Quadrat des Abstandes umgekehrt proportional ist.

Dritte Methode: Folgerungen aus den optischen Eigenschaften der Körper.

Wir würden die Anzahl der Korpuskeln bestimmen können, wenn wir Messungen der Dispersion des Lichtes durch ein einatomiges Gas hätten. Es läßt sich nämlich beweisen (s. Phil. Mag. Juni 1906), daß, wenn das Atom n Korpuskeln enthält, in einer Kugel gleichförmiger positiver Ladung der Brechungsindex μ des Gases für Lichtwellen mit einer Frequenz p durch die Gleichung,

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{\frac{4}{3} \pi N (m E^2 + M E e)}{\frac{4}{3} \pi \varrho (M e + m E) - m M p^2} \quad \dots \quad (1)$$

gegeben ist. N ist die Anzahl der Atome pro Cubikcentimeter, e die Ladung und m die Masse der Korpuskel, M die Masse der Kugel positiver Ladung, E die Größe der positiven Ladung, so daß $E = ne$ ist; ϱ ist die Dichte der positiven Elektrizität. Es wird angenommen, daß die Lichtwellen bedeutend länger als der Durchmesser eines Atoms sind, so daß die elektrische Kraft in der Lichtwelle innerhalb des Atoms konstant ist.

Für unendlich lange Wellen ist $p = 0$, also

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{N E}{\varrho},$$

$= N$ (Volumen der Kugeln positiver Ladung), $=$ Volumen, welches von diesen Kugeln pro Cubikcentimeter des Gases eingenommen wird.

Dieser Wert stimmt mit der von Mossotti gegebenen Theorie, in welcher die Atome als vollkommen leitende Kugeln betrachtet werden.

Wenn das Glied p^2 klein ist, so kann die Gleichung (1) geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} &= \frac{N E}{\varrho} \left\{ 1 + \frac{M m}{E e} \cdot \frac{3 E}{4 \pi \varrho} \frac{1}{M + n m} p^2 \right\} \\ &= \frac{N E}{\varrho} \left\{ 1 + \frac{m}{e^2} \cdot \frac{3 E}{4 \pi \varrho} \cdot \frac{M}{n (M + n m)} p^2 \right\}. \end{aligned}$$

Der einzige Faktor, welcher n enthält, ist $\frac{M}{n (M + n m)}$ und dieser ist immer kleiner als $1/n$; also nimmt die Dispersion (bei

gleicher Größe des Atoms) schnell ab, wenn n größer wird; wir könnten daher durch Messungen der Dispersion zu einer Schätzung des Wertes von n kommen. Gegenwärtig liegen allerdings keine Messungen der Dispersion der einatomigen Gase vor, aber Versuche von Lord Rayleigh sprechen dafür, daß sie von derselben Ordnung ist wie für zweiatomige Gase. Die Dispersion des Wasserstoffs ist, wie Ketteler gezeigt hat, gegeben durch die Formel:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{1}{3} \left(2,8014 \times 10^{-4} + 2 \times 10^{-14} \frac{1}{\lambda^2} \right),$$

wenn λ die Wellenlänge ist.

Vergleicht man dies mit der obigen Formel und berücksichtigt, daß $p = \frac{2\pi V}{\lambda}$ ist (V = Lichtgeschwindigkeit), so findet man

$$\frac{1}{n} \frac{M}{M + nm} = 1 \text{ (annähernd).}$$

Das Resultat zeigt, daß n nicht viel von 1 verschieden sein kann; wenn also ein einatomiges Gas dieselbe Dichte und dieselben optischen Eigenschaften hätte wie der Wasserstoff, so könnte es nicht viele Korpuskeln im Atom haben. Dies Resultat bestätigt das durch die vorhergehenden Methoden erhaltene, daß die Anzahl der Korpuskeln im Atom dem Atomgewicht proportional ist.

Der vorhergehende Ausdruck für den Brechungsindex eines Gases enthält die Annahme, daß die von der positiven Elektrizität ausgeübte Kraft, welche die verschobene Korpuskel in ihre ursprüngliche Lage zurückzubringen strebt, gleich dem μ -fachen der Verschiebung ist, wenn μ für alle Korpuskeln denselben Wert hat. Diese Annahme ist aber nicht richtig für zweiatomige Moleküle, in denen die Atome durch die Kräfte zusammengehalten werden, die von der Verschiebung der Valenzkorpuskeln herrühren. Wenn z. B. von zwei Atomen von verschiedener Größe, von denen jedes eine Korpuskel enthält, das kleinere in das größere eindringt, so springt die Korpuskel, welche ursprünglich im Mittelpunkt des größeren war, plötzlich in das kleinere und nimmt hier eine Stellung E ein, so daß E auf derselben Seite von B , dem Mittelpunkt des kleineren Atoms liegt, wie A , der Mittelpunkt des größeren. Die Korpuskel, welche ursprünglich bei B

war, ist nach einem Punkt *F* verschoben, der auf der entgegengesetzten Seite von *B* liegt als *E*. Die Korpuskel bei *E* entspricht der Valenzkorpuskel.

Man betrachte diese Korpuskel, als sie sich in der Stellung *E*, befand, bevor sie in das kleinere Atom eindrang. Wenn sie um einen Abstand ξ verschoben ist, so sind die von der positiven Ladung herrührenden Kräfte, die sie in die ursprüngliche Stellung zurückzubringen streben, gleich $\left(\frac{e^2}{a^3} - \frac{2e^2}{BE_1^3}\right) \xi$; wenn *F* die entsprechende Stellung von *F* war, so sind die Kräfte, die sie zurückzubringen streben $\left(\frac{e^2}{a^3} + \frac{e^2}{b^3}\right) \xi$; *a* und *b* sind beziehungsweise die Radien des größeren und des kleineren Atoms. Die Koeffizienten von ξ in diesen Ausdrücken sind verschieden, und die vorhergehende Untersuchung ist nicht anwendbar. Um den Ausdruck für den Brechungsindex in einem solchen Fall zu finden, können wir den Satz von Lorentz benutzen, welcher besagt, daß der Brechungsindex μ für Licht, dessen Frequenz *p* ist und welches von einem System geladener Teilchen mit der Ladung *e* und der Masse *m* herröhrt, die mit den Frequenzen $p_1, p_2, p_3 \dots$ um ihre Gleichgewichtslagen schwingen, durch die Gleichung

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 1} = \left(\frac{N_1 \frac{e^2}{m}}{p_1^2 - p^2} + \frac{N_2 \frac{e^2}{m}}{p_2^2 - p^2} + \dots \right)$$

gegeben ist; N_1 ist die Anzahl der Systeme pro Volumeinheit von der Frequenz p_1 , N_2 die Anzahl von der Frequenz p_2 usw.

Aus diesem Ausdruck folgt, daß die Systeme, für welche p_r klein ist, am meisten zu dem Wert von $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$ beitragen. Wenn p_r klein ist, so ist die Kraft, welche das geladene Teilchen in seine ursprüngliche Stellung zurückzubringen strebt, wenn es aus dieser verschoben ist, klein, so daß die Teilchen, welche leicht verschoben werden, diejenigen sind, welche den größten Einfluß auf die Brechung haben. Wenn wir annehmen, daß einige Teilchen vorhanden sind, die so viel leichter verschoben werden als andere, daß durch ihren Einfluß auf den Brechungsindex der Einfluß der anderen Teilchen unmerklich gemacht wird, und wenn wir annehmen, daß diese leicht verschiebbaren Teilchen

alle dieselbe Periode p_0 haben, so ist, wenn N die Anzahl dieser Teilchen pro Volumeinheit ist,

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{\frac{Ne^2}{m}}{p_0^2 - p^2}.$$

Nun gibt es eine Anzahl von Substanzen, für welche der Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Frequenz durch die einfache Gleichung

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{A}{p_0^2 - p^2}$$

ausgedrückt werden kann, und die Versuche von Ketteler und anderen liefern uns den Wert von A . Durch die Vergleichung der beiden Ausdrücke für $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$ erhält man

$$A = \frac{Ne^2}{m}.$$

Da wir nun e/m und e kennen, so können wir vermittelst dieser Gleichung N die Anzahl dieser Systeme in der Volumeinheit bestimmen. Drude hat derartige Bestimmungen ausgeführt und gefunden, daß die Anzahl dieser Systeme in der Volumeinheit größer, aber nicht sehr viel größer ist als die Anzahl der Atome in der Volumeinheit; sie ist z. B. sehr selten zehnmal so groß. Drude fand ferner, daß die Anzahl der brechenden Systeme pro Atom um so größer ist, je größer die chemische Valenz der Atome in der brechenden Substanz ist. Da in Substanzen von hohem Atomgewicht die Anzahl dieser brechenden Systeme nur drei bis viermal so groß wie die Anzahl der Atome und also klein im Vergleich mit der Anzahl der Korpuskeln ist, so ist es klar, daß die Korpuskeln in dem Atom nicht sämtlich denselben Anteil an der Erzeugung der Brechung nehmen, sondern daß die ganze Arbeit von einem kleinen Bruchteil der Korpuskeln getan wird, und daß die Anzahl der Korpuskeln, welche die Brechung bewirken, um so größer ist, je größer die Valenz ist. Ein derartiges Resultat war zu erwarten, weil durch die Valenz die Anzahl der verschobenen Korpuskeln ange deutet wird, und diese Korpuskeln, welche durch die Wirkung eines Atoms auf andere verschoben sind, sind höchst wahrscheinlich viel weniger fest gebunden als diejenigen, welche unter dieser Wirkung ihre Stellungen beibehalten;

da also die Valenzkorpuskeln diejenigen sind, welche am leichtesten bewegt werden, so sind sie es, welche den größten Einfluß auf den Brechungsexponenten ausüben. Die optischen Eigenschaften anderer als einatomiger Gase sind daher zu kompliziert, um für die Bestimmung der Gesamtanzahl der Korpuskeln im Atom verwendet werden zu können.

Bei der Diskussion der optischen Eigenschaften von Gasen bietet sich ein naheliegender Einwand gegen die Ansicht, daß die Anzahl der Korpuskeln im Atom ein nicht hohes Vielfaches des Atomgewichtes ist. Der Einwand ist der folgende. Wenn die Linien im Spektrum durch Schwingungen der Korpuskeln im Atom erzeugt werden, so ist, weil n Korpuskeln $3n$ Freiheitsgrade besitzen, die größte Anzahl verschiedener Schwingungsperioden des Systems, d. h. verschiedener Spektrallinien gleich $3n$. Nach dieser Auffassung kann also die Anzahl der Korpuskeln im Atom nicht kleiner sein als der dritte Teil der Anzahl der Spektrallinien, und dieser würde für viele Elemente bedeutend größer sein als die Zahl, welche das Atomgewicht repräsentiert. Dazu kommt noch, daß alle oder nahezu alle Linien in den Linienspektren der Elemente den Zeeman-Effekt zeigen; sie können durch ein Magnetfeld in mindestens drei Komponenten aufgelöst werden. Daher muß jede Linie, welche diesen Effekt zeigt, nicht einer einzelnen isolierten Periode, sondern der Verschmelzung dreier gleicher Perioden entsprechen. Nun lehrt uns die Theorie der Schwingungen eines Systems von n Korpuskeln, daß, wenn p die Frequenz einer Schwingung, p^2 durch eine Gleichung vom $3n^{\text{ten}}$ Grad gegeben ist, die höchstens $3n$ verschiedene Wurzeln haben kann. Viele von diesen Wurzeln werden jedoch isoliert sein und die Spektrallinien, welche ihnen entsprechen, werden den Zeeman-Effekt nicht zeigen; nur die verhältnismäßig kleine Anzahl von Frequenzen, für die drei von den Wurzeln der Gleichung gleich sind, würden Linien erzeugen, die diesen Effekt zeigen. Wenn also das Spektrum eines Körpers durch die Schwingungen der Korpuskeln in den Atomen erzeugt wird, so müßte die Anzahl der Korpuskeln bedeutend größer als die Anzahl der Spektrallinien und also sehr viel größer als das Atomgewicht sein.

Diesem Einwand gegenüber möchte ich hervorheben, daß wir Beweis dafür haben, daß die Mehrzahl der Linien im

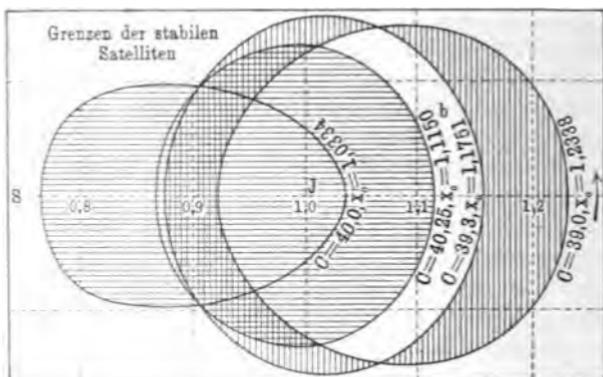
Spektrum eines Elementes durch die Atome erzeugt werden, während sich diese im normalen Zustande befinden. Ein Gas wird leuchtend, wenn es von Elektrizität durchströmt oder wenn es auf eine hohe Temperatur erhitzt wird, und in beiden Fällen ist das Gas ionisiert, d. h. es enthält außer den normalen Atomen positiv geladene Ionen und negativ geladene Korpuskeln. Ein positiv geladenes Ion und eine Korpuskel bilden vielleicht ein dem Sonnensystem analoges System, in welchem das positiv geladene Ion mit seiner großen Masse die Rolle der Sonne spielt, während die Korpuskeln um es herum wie die Planeten um die Sonne kreisen. Die Kräfte, welche auf die Korpuskeln wirken, röhren zum Teil von der Anziehung der positiven Ladung her, welche eine Kraft erzeugt, die dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist, und zum Teil von der Anziehung, welche die Korpuskeln auf die positive Elektrizität innerhalb des Ions ausüben. Diese Kräfte sind also, ausgenommen, wenn eine einzige Korpuskel im Mittelpunkt einer Kugel positiver Ladung ist, von endlicher Größe und ändern sich nicht nur mit dem Abstande der Korpuskel von dem Ion, sondern auch mit der Winkelstellung der Korpuskel.

Es entsteht nun die Frage, ob ein solches System Schwingungen erzeugen kann, welche bestimmte Perioden haben, die wie bei dem Linienspektrum eines Gases durch endliche Intervalle voneinander getrennt sind. Wenn die Korpuskel außerhalb des Ion eine bestimmte Linie geben soll, so muß sie sich in einer geschlossenen Bahn bewegen; wenn Bahnen von allen möglichen Perioden innerhalb gewisser Grenzen möglich wären, so würden die Systeme von Ionen und Korpuskeln ein kontinuierliches Spektrum und nicht ein Linienspektrum geben. Wenn nun die zwischen dem positiven Ion und der Korpuskel wirkende Kraft einfach eine Zentralkraft wäre, die dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist, so würde für die Korpuskel eine unbegrenzte Anzahl elliptischer Bahnen mit kontinuierlich variierenden Perioden existieren und das Spektrum würde ein kontinuierliches sein. Wenn jedoch, wie in unserem Falle, die zwischen dem Ion und der Korpuskel wirkende Kraft viel komplizierter ist, so wird die Anzahl der möglichen periodischen Bahnen eine viel beschränktere. Für einige Kraftgesetze existieren überhaupt keine periodischen Bahnen; dies ist z. B. der Fall, wenn

die auf die Korpuskeln wirkende gesamte Kraft, die von einem einfachen elektrischen Duplet herrührende Kraft ist.

Von großer Bedeutung für diese Frage sind die Ergebnisse, zu denen Sir George Darwin in seiner Abhandlung „Periodic Orbits“ in den *Acta Mathematica* gekommen ist. Darwin diskutiert die möglichen geschlossenen Bahnen eines Teilchens von unendlich kleiner Masse unter der Einwirkung der Sonne und eines Planeten, dessen Masse $\frac{1}{10}$ der Masse der Sonne ist. Wenn wir die Bahnen betrachten, in denen sich das Teichen als ein Satellit um den Planeten bewegt, so bestehen die auf das Teilchen wirkenden Kräfte aus einer Zentralkraft, die dem Quadrat der

Fig. 28.



Entfernung umgekehrt proportional ist, und einer Kraft, die von der Anziehung der Sonne herröhrt. Diese Kraft können wir in zwei Kräfte zerlegen, von denen die eine nach dem Planeten hin wirkt und die andere senkrecht zur Linie, die den Planeten mit seinem Satelliten verbindet, und wir erhalten einige Ähnlichkeit zwischen diesen Kräften und denjenigen, welche auf eine Korpuskel wirken und die aus einem sehr einfachen Atom mit positiver Ladung entspringen. Die radiale Anziehung der positiven Ladung entspricht der Anziehung des Planeten, und die Kräfte, welche von den Korpuskeln und der Kugel positiver Ladung ausgehen, können mit der Anziehung der Sonne verglichen werden, obwohl sie wahrscheinlich viel komplizierter sind.

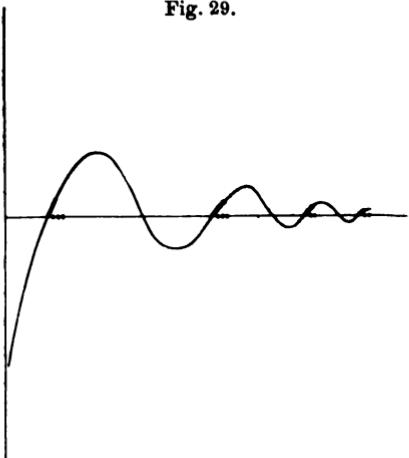
Darwin hat nun gefunden, daß in der Nähe des Planeten eine Region ist (in Fig. 28 der nicht schraffierte Teil b), durch den keine geschlossene Bahn geht. Wenn das Verhältnis der Massen von Sonne und Planet 10:1 ist, so ist diese Region nicht geschlossen, aber Darwin ist der Ansicht, daß für einen größeren Wert dieses Verhältnisses dieser Raum einen geschlossenen Ring um den Planeten bildet. Die größere Komplexität der von dem Atom ausgeübten Kräfte im Vergleich mit den in dem Problem von Darwin wirksamen Kräften können wir vielleicht durch die Annahme zum Ausdruck bringen, daß die Bewegung des Satelliten nicht durch eine Sonne, sondern durch mehrere Sonnen gestört wird; in diesem Falle gibt es wahrscheinlich nicht nur einen, sondern mehrere Ringe, in denen geschlossene Bahnen unmöglich sind. Wenn diese Ringe größer werden, so kann der Fall eintreten, daß geschlossene Bahnen auf eine Anzahl von Ringchen (1), (2)...(n) zwischen diesen Ringen beschränkt sind. Wenn die Umlaufszeiten in Region (1) von T_1 bis $T_1 + \Delta T_1$, die in Region (2) von T_2 bis $T_2 + \Delta T_2$ variieren usw., so erzeugen die aus dem positiven Ion und einer Korpuskel bestehenden Systeme ein Spektrum, welches in einer Linie von endlicher Breite besteht, die den Schwingungsperioden von T_1 bis $T_1 + \Delta T_1$ entspricht, auf welche eine zweite Linie folgt, welche den Perioden von T_2 bis $T_2 + \Delta T_2$ entspricht, usw.; wenn $\Delta T_1/T_1$, $\Delta T_2/T_2$ klein sind, so sind diese Linien scharf, wenn diese Verhältnisse dagegen von merklicher Größe sind, so sind die Linien breit. Nach dieser Ansicht werden die verschiedenen Linien von verschiedenen Systemen ausgestrahlt, die Linie T_1 von einem positiven Ion und einer Korpuskel, welche sich in der Region (1) bewegt, die Linie T_2 von einem positiven Ion und einer Korpuskel, welche sich in der Region (2) bewegt. Wenn sich zwei Korpuskeln um dasselbe Ion bewegten, die eine in der Region (1) und die andere in der Region (2), so würden sich die beiden Korpuskeln einander abstoßen und die Bahnen würden alsbald sehr unregelmäßig werden. Die bedeutenden Änderungen, welche in den relativen Intensitäten verschiedener Linien in den durch elektrische Entladungen erzeugten Spektren infolge geringer Änderungen in der Entladung stattfinden, scheinen mit der Ansicht in Einklang zu stehen, daß die verschiedenen Linien durch verschiedene Systeme erzeugt werden. Die Perioden T_1 , T_2 ... sind bestimmt, wenn wir das

Gesetz der Kraft kennen, welche auf das Ion wirkt; die Werte stehen durch gewisse Beziehungen untereinander in Verbindung; die den Perioden $T_1, T_2 \dots$ entsprechenden Schwingungen bilden eine sogenannte Serie. Wenn ein Ion eine Ladung von zwei Elektrizitätseinheiten anstatt von einer Einheit besäße, so würden die Regionen (1), (2) ... verschoben und die Zeiten $T_1, T_2 \dots$ verändert werden und es würde infolgedessen eine neue Serie entstehen.

Jede Linie, welche durch die Bewegung einer Korpuskel in einer geschlossenen Bahn erzeugt wird, würde den Zeeman-Effekt zeigen.

Eine andere Auffassung des Problems, welche zu ähnlichen Resultaten führt, ist die folgende. Wir wollen das geladene Ion als ein Boscoovichsches Atom betrachten, welches auf eine Kor-

Fig. 29.



puskel mit einer Kraft wirkt, die zwischen der Oberfläche des Ion und einem Punkt in molekularem Abstande mehrmals zwischen Abstoßung und Anziehung wechselt. Eine solche Kraft wird durch Fig. 29 graphisch dargestellt. Die Abszissen repräsentieren die Entferungen vom Atom und die Ordinaten die von dem Atom in der durch die Abszisse dargestellten Entfernung auf die Kor-

puskel ausgeübte Kraft; die Kräfte sind Abstötungen, wenn der Punkt, durch den sie dargestellt werden, unterhalb der Abszissenachse liegt, und Anziehungen, wenn er oberhalb derselben liegt. Es ist nun möglich, von jedem Punkt, in welchem die Kraft anziehend ist, eine Korpuskel senkrecht zum Radius mit einer solchen Geschwindigkeit fortzuschleudern, daß sie, wenn keine störenden Einflüsse auf sie einwirken, eine kreisförmige Bahn um das Atom reibt. Die Theorie der Zentralbewegung lehrt aber, daß

diese Bahnen nur unter einer gewissen Bedingung stabil und fähig sein würden, in einem System wie das in einem leuchtenden Gas, welches äußeren Störungen unterworfen ist, zu existieren. Die Bedingung, daß die kreisförmige Bahn stabil ist, wenn ihr Radius a ist, ist folgende. Wenn P_1 die vom Atom im Abstande r ausgeübte zentrale Anziehungskraft in der Form $P = u^2 \varphi(u)$ geschrieben wird, wo $u = 1/r$ ist, so muß

$$\frac{ad\varphi(a)}{\varphi(a)da}$$

kleiner als 1 sein. Diese Bedingung ist aber nur für einzelne Teile der Boscovichschen Kurve erfüllt. Wenn diese Teile durch die verstärkten Stellen der Kurve in Fig. 29 bezeichnet werden, so sind die möglichen Bahnen nur auf Entfernung vom Atom beschränkt, welche den punktierten Teilen der Abszissenachse entsprechen, und wir erhalten dieselben Bedingungen und können dieselben Schlüsse ziehen wie vorher.

Gegen die Annahme, daß die Schwingungen in den Linienspektren der Elemente von Systemen herrühren, die in der Flamme oder in der elektrischen Entladung erzeugt werden, aber nicht im normalen Atom existieren, läßt sich einwenden, daß die Umkehrungen der hellen Linien in einem Spektrum beweisen, daß in der umkehrenden Schicht Systeme vorhanden sind, welche dieselben Schwingungsperioden haben wie diejenigen, welche die Linien erzeugen, daß also, wenn die umkehrende Schicht aus Gas in seinem normalen Zustande besteht, in einem solchen Gas Systeme vorhanden sein müssen, welche dieselben Schwingungsperioden wie die Linien im Spektrum haben. Man muß jedoch bedenken, daß jedenfalls in den meisten Fällen die umkehrende Schicht nicht aus Gas in seinem normalen Zustande besteht; diese Schicht ist in unmittelbarer Nähe des leuchtenden Gases im Flammenbogen, dem elektrischen Funken oder der Flamme, oder besitzt selbst eine hohe Temperatur. In allen Fällen ist es ionisiert, d. h. es enthält positive Ionen und Korpuskeln, und diese können ein System bilden, welches dieselbe Beschaffenheit hat, wie die Systeme, die die hellen Linien erzeugen und welches daher das Licht absorbiert, welches dieselbe Schwingungsperiode hat wie diese Linien.

Über den Ursprung der Masse des Atoms.

Da die Masse einer Korpuskel nur ungefähr gleich dem siebzehntausendsten Teile der Masse eines Wasserstoffatoms ist, so muß, wenn das Wasserstoffatom nur wenige Korpuskeln enthält, die Masse des Atoms hauptsächlich von einem anderen Bestandteil, der positiven Elektrizität herrühren. Nun kann aber, wie wir gesehen haben, angenommen werden, daß die Masse der Korpuskel ausschließlich aus ihrer Ladung entspringt, und es könnte scheinen, daß wir gezwungen sind, für die Masse zwei verschiedene Ursachen anzunehmen; ein Teil der Masse des Atoms, nämlich die der Korpuskeln, würde nach dieser Auffassung elektrischen Ursprungs, der andere Teil dagegen mechanischen Ursprungs sein. Man kann jedoch nach meiner Ansicht die Sache von einem solchen Standpunkt aus betrachten, daß die Verschiedenheit in der Natur dieser beiden Massen verschwindet. In meiner „Electricity and Matter“ (S. 6) habe ich gezeigt, daß man die Masse einer Korpuskel als die Masse des Äthers betrachten kann, der von den mit der Korpuskel verbundenen elektrischen Kraftröhren bei der Bewegung durch den Äther mitgeführt wird. Ein Beispiel aus der Wirbelbewegung in Flüssigkeiten mag diese Vorstellung näher erläutern. Wenn sich ein Wirbelring durch eine Flüssigkeit bewegt, so führt er ein Volumen der Flüssigkeit mit sich, welches viel größer sein kann als das Volumen des Ringes selbst; ja, wenn der Ring sehr dünn und die Geschwindigkeit sehr groß ist, so ist das Volumen des Ringes ganz unbedeutend im Vergleich mit dem Volumen der Flüssigkeit, die er mitführt. Die wirksame Masse des Ringes ist nun die Masse des Ringes selbst, vermehrt um die Masse der mitgeführten Flüssigkeit, und wenn der Ring dünn ist, so ist die wirksame Masse so gut wie gleichbedeutend mit der Masse der mitgeführten Flüssigkeit. Wir wollen jetzt den Fall betrachten, daß der Wirbelfaden nicht geschlossen ist, sondern Enden hat. Die Theorie der Wirbelbewegung lehrt uns, daß diese Enden, wenn sie nicht in der freien Oberfläche der Flüssigkeit liegen, auf Körpern oder Hohlräumen in der Flüssigkeit sein müssen. Wir wollen annehmen, die Enden seien auf zwei Körpern, *A* und *B*, die so leicht sind, daß sie keine merkliche eigene Masse haben. Wenn sich nun

das aus *A* und *B* sowie dem verbindenden Wirbelfaden bestehende System durch die Flüssigkeit bewegt, so wird es ein gewisses Volumen der Flüssigkeit mitführen, und wenn der Faden sehr dünn ist, so ist die wirksame Masse des Systems die Masse dieser Flüssigkeit, welche das System mit sich führt. Diese Flüssigkeit wird nun 1. durch den Wirbelfaden und 2. durch die Körper *A* und *B* fortbewegt; sind die letzteren z. B. Kugeln, so ist das von ihnen mitgeführte Volumen der Flüssigkeit gleich der Hälfte ihres eigenen Volumens. Dieses System wollen wir mit dem System vergleichen, welches aus einer Einheit positiver Elektrizität besteht, die durch elektrische Kraftröhren mit einer Einheit negativer Elektrizität verbunden ist; die elektrischen Kraftröhren entsprechen dem Wirbelfaden und der Sitz der positiven und der negativen Ladung den Körpern *A* und *B*. Wir können annehmen, daß dieses System, wenn es sich durch den Äther bewegt, eine gewisse Menge desselben mit sich führt; die von den Kraftröhren mitgeführte Menge hängt von der Verteilung dieser Röhren ab, und da diese Verteilung von der Geschwindigkeit abhängt, so hängt die Masse des in dieser Weise fortgeföhrten Äthers von der Geschwindigkeit ab; die Teile des Äthers, welche von den Sitzen der Ladungen mitgeführt werden, hängen, wenn unsere Analogie richtig ist, nicht von der Geschwindigkeit ab. Wir können die Ergebnisse der auf S. 32 beschriebenen Versuche in der Weise interpretieren, daß die Menge des von dem Sitz der negativen Ladung mitgeföhrten Äthers sehr klein ist im Vergleich mit der von den elektrischen Kraftröhren mitgeföhrten Menge; und daß die Masse der positiven Elektrizität groß ist im Vergleich mit der Masse der Korpuskel, können wir ferner so interpretieren, daß die Menge des Äthers, welche vom Sitz der positiven Elektrizität mitgeführt wird, sehr groß ist im Vergleich mit der von den elektrischen Kraftröhren und dem Sitz der negativen Elektrizitätseinheit mitgeföhrten Menge. Das aus der positiven und der negativen Elektrizitätseinheit bestehende System würde also einem System analog sein, welches aus einer großen Kugel und einer sehr kleinen Kugel besteht, die untereinander durch Wirbelfäden verbunden sind und von denen die große der positiven Ladung und die kleine der negativen Ladung entspricht.

Über die Größe der Kugel positiver Ladung.

Der Zusammenhang zwischen dem Volumen der Kugel positiver Ladung und der Anzahl der Korpuskeln im Atom ist eine Frage von großer Bedeutung für die Theorie der Struktur des Atoms, welche wir diskutiert haben. Die Anzahl der Korpuskeln im Atom ist gleich der Anzahl der Einheiten positiver Elektrizität in der Kugel und ist proportional dem Atomgewicht.

Die große Mehrzahl der Methoden, nach denen die Größe der Atome bestimmt worden ist, gibt nicht die geometrische Grenze des Atoms an, sondern die sogenannte molekulare Wirkungssphäre, d. h. die größte Entfernung, in welcher die von dem Atom ausgehenden Kräfte eine merkliche Wirkung hervorbringen; sie geben mehr die dynamische als die geometrische Grenze des Atoms an. In einer Theorie wie der vom Boscovich, in welcher die Atome nur als Kraftzentren betrachtet werden, ist die dynamische Grenze die einzige, welche in Betracht gezogen werden muß; dagegen muß in einer Theorie wie der unserigen, in der dem Atom eine bestimmte Größe und Gestalt beigelegt wird, sowohl auf die geometrische als auch auf die dynamische Grenze des Atoms Rücksicht genommen werden.

Es gibt jedoch eine Methode, durch die wir in gewissen Fällen die geometrische Grenze des Atoms ableiten können, denn für ein einatomiges Gas ist, wie wir gesehen haben, wenn μ der Brechungsindex für unendlich lange Wellen ist,

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = Na^3,$$

wenn a der Radius der Kugel positiver Ladung und N die Anzahl der Atome pro Volumeinheit des Gases ist. Für ein Gas ist μ so wenig von 1 verschieden, daß wir $\frac{2}{3}(\mu - 1)$ statt $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$ schreiben können, so daß für Gase $\mu - 1$ dem Volumen der Kugel positiver Ladung proportional ist. Die folgende Tabelle, deren Daten der Abhandlung von Cuthbertson und Metcalfe (Phil. Trans. A., vol. 207, p. 138, 1907) entnommen sind, gibt den Wert von $\mu - 1$ für eine Anzahl von Elementen im gasförmigen Zustande:

Gas	$\mu - 1$	Atomgewicht	$10^6 \times (\mu - 1)$ Atomgewicht
Helium	72×10^{-6}	4	18
Neon	137×10^{-6}	20	6,85
Argon	508×10^{-6}	40	12,7
Krypton	850×10^{-6}	80	10,6
Xenon	1378×10^{-6}	128	10,7
Quecksilber	1866×10^{-6}	200	9,3
Wasserstoff	139×10^{-6}	1	139
{ Stickstoff	297×10^{-6}	14	21
{ Phosphor	1197×10^{-6}	31	39
{ Arsen	1550×10^{-6}	75	20
{ Sauerstoff	270×10^{-6}	16	17
{ Schwefel	1101×10^{-6}	32	34
{ Selen	1565×10^{-6}	79	20
{ Tellur	2495×10^{-6}	127	20
{ Zink	2060×10^{-6}	65	30
{ Cadmium	2675×10^{-6}	112	24

Für die leichteren Elemente sind die Änderungen von $(\mu - 1)/\text{Atomgewicht}$ sehr unregelmäßig; dagegen ist diese Größe für die Elemente von hohem Atomgewicht in einer Gruppe ziemlich konstant, was anzeigt, daß das Volumen der Kugel positiver Ladung dem Atomgewicht annähernd proportional ist, wenn das Atom eine große Anzahl von Korpuskeln enthält.

In vielen Verbindungen der leichteren Elemente nimmt der Wert von $(\mu - 1)$ nicht annähernd so schnell zu wie die Dichte, und für eine beträchtliche Anzahl solcher Verbindungen ist, wie Traube gezeigt hat, der Wert von $(\mu - 1)$ bei konstanter Temperatur und konstantem Druck annähernd proportional der Summe der Valenzen der Atome in einem Molekül der Verbindung. Die vorhergehende Tabelle zeigt, daß dies bei den schwereren Elementen nicht der Fall ist.

Der Einfluß der Valenz auf den Brechungsindex läßt sich in folgender Weise erläutern. Wir haben angenommen, daß im Atom einige Korpuskeln enthalten sind, deren Anzahl der Valenz entspricht und die besonders leicht beweglich sind. Um die Beweglichkeit dieser Korpuskeln zum Ausdruck zu bringen, wollen wir annehmen, daß sie sich in einer Schale positiver Elektrizität von

geringer Dichte befinden, die den viel dichteren Kern umschließt, welcher den Rest der Korpuskeln und die äquivalente Menge positiver Elektrizität enthält. Wir können uns also vorstellen, daß das Atom aus einem dichten Kern besteht, der von einer weniger dichten Atmosphäre umgeben ist, in der einige Korpuskeln zerstreut sind, und zwar so, daß die positive Elektrizität in der Atmosphäre der negativen Ladung der in ihr zerstreuten Korpuskeln äquivalent ist.

Für eine Gruppe derartiger Atome wird der Wert von $(\mu - 1)$ aus zwei Gliedern bestehen, von denen das eine dem Volumen der Atmosphäre und das andere dem Volumen des Kernes proportional ist. Das Volumen der Atmosphäre ist proportional der Anzahl der in ihr enthaltenen Korpuskeln, d. h. der positiven Valenz, während das Volumen des Kernes der Anzahl der übrigen Korpuskeln proportional ist; dieses Volumen wird für Elemente, deren Atomgewicht im Vergleich mit ihrer Valenz groß ist, proportional dem Atomgewicht sein.

Der Wert von $(\mu - 1)$ wird also aus zwei Gliedern bestehen, von denen das eine der Valenz und das andere dem Atomgewicht proportional ist. Wenn das Atomgewicht nicht groß ist, so kann das erste Glied das überwiegende sein, während für die schwereren Elemente der Einfluß des Atomgewichtes über den der Valenz vorherrscht.

Die Dispersion der Substanz wird durch die Valenzkorpuskeln in noch höherem Grade beeinflußt als das Brechungsvermögen, denn es läßt sich beweisen, daß der Brechungsindex für Wellen von der Länge λ durch die Gleichung:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = P_0 + P_0^2 \frac{m}{Ne^2} \cdot \frac{1}{n} \frac{3\pi}{\lambda^2} + Q_0 + Q_0^3 \frac{m}{Ne^2} \frac{1}{p} \frac{3\pi}{\lambda^2}$$

gegeben ist; N ist die Anzahl der Atome pro Cubikcentimeter, m die Masse und e die Ladung der Korpuskel, P_0 der vom Kern herrührende Teil von $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$ für unendlich lange Wellen, Q_0 der von der Atmosphäre herrührende Teil, n die Anzahl der Korpuskeln im Kern und p die Anzahl der Valenzkorpuskeln. Da p in der Regel klein ist im Vergleich mit n , so sehen wir, daß, wenn P_0 nicht groß ist im Vergleich mit Q_0 , der einzige Teil des Koeffizienten von $1/\lambda^2$, welcher von Q_0 abhängt,

viel größer ist als derjenige, welcher von P_0 abhängt, d. h. die Dispersion hängt hauptsächlich von den Valenzkorpuskeln ab.

Da diese Valenzkorpuskeln leicht aus den Atomen austreten, so ist zu erwarten, daß sie den Grad der Ionisierung erhöhen, wenn das Gas durch ein äußeres Mittel ionisiert wird. Bragg hat gefunden, daß die Anzahl der Ionen, welche durch die α -Strahlen von Radium in gleichen Volumen verschiedener Gase bei gleicher Temperatur und gleichem Druck erzeugt werden, proportional dem Molekularvolumen des Gases ist. Da dieses Molekularvolumen proportional ($\mu - 1$) ist und da die Valenzkorpuskeln bei den leichten Elementen großen Einfluß auf diese Größe haben, so sehen wir, daß sie auch die Ionisierung erhöhen.

REGISTER.

A.

Abegg, über Valenz 115.
Ablenkung der Kathodenstrahlen 4.
Absorption der Kathodenstrahlen 144, 146.
Anomale Dispersion 134.
Anordnung der Korpuskeln im Atom 100.
 α -Teilchen, Eigenschaften 24; Wert von e/m für — 23.
Äthan 128.
Äthylen 129.
Atom, Boscovichsches 156.

B.

Barkla, Energie der sekundären Strahlung 140, 143.
Becker, Absorption der Kathodenstrahlen 146.
Becquerel, Geschwindigkeit der β -Strahlen von Uran 146.
Boscovichsches Atom 156.
Boose, Einfluß der elektrischen Ladung auf den Widerstand von Metallen 81.
Boylesches Gesetz, Abweichungen 132.
Bragg, Eigenschaften der α -Teilchen 23.
Brechungsvermögen von Gasen 160.

C.

Chemische Vereinigung 118.
Crookes, Versuch mit Kathodenstrahlen 3.
bereson u. Metcalfe, Brechungsvermögen der Gase 160.

D.

Darwin, G., Bewegung der Korpuskeln 154.
Des Coudres, Wert von e/m für α -Teilchen 23.
Dewar u. Fleming, Einfluß der Temperatur auf den Widerstand von Legierungen 58.
Diesselhorst u. Jäger, elektrisches und thermisches Leitungsvermögen 55.
Dispersion, anomale 134.
— des Lichtes 148; Einfluß der Valenz auf die — 151.
Drude, anomale Dispersion 134; Einfluß der Valenz auf die Dispersion 151.

E.

Eisensalze, Magnetismus 137.
Elektrische Kraftränen 134.
— Ladung der Korpuskeln 11.
Elektrisches Feld der Korpuskeln 184.
Elektrolyse von Brom- und Jodlösungen 127.
Elektropositive und elektronegative Elemente 112.
— — — Valenz 114, 119.
Elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen 5.

F.

Fitzgerald, Peltiereffekt 74.
Fleming u. Dewar, Einfluß der Temperatur auf den Widerstand von Legierungen 58.
Fourier, Analyse der Strahlung 89.

G.

Gase, Brechungsvermögen 180.
Gesättigte Verbindungen 132.
Geschwindigkeit der Ionen 136.
Goldstein, Kanalstrahlen 16.

H.

Hagen u. Rubens, Leitungsvermögen der Metalle 82.
Halleffekt 66, 98.
Hertz, Durchdringungsvermögen der Kathodenstrahlen 6.
Huff, Wert von e/m für α -Teilchen 23.

I.

Ionen, Geschwindigkeit 136.
Isomere Verbindungen 128.

J.

Jäger u. Diesselhorst, elektrisches und thermisches Leitungsvermögen 55.

K.

Kanalstrahlen 16.
Kathodenstrahlen, Absorption 144; Durchdringungsvermögen 6; elektrostatische Ablenkung 4; Geschwindigkeit 7; magnetische Ablenkung 6.
Kaufmann, Wert von e/m für schnell bewegte Korpuskeln 31.
Kelvin, Lord, Kräfte zwischen geladenen Systemen 119.
Ketteler, Formel für die Dispersion 149.
Kleemann, Eigenschaften der α -Teilchen 23.
Kohlenstoffatom 129.
Kondensation von Wassertropfen 11.
Korpuskeln 2, 10; Anordnung 100; Anzahl im Atom 138; Anzahl in der Volumeinheit eines Metalls 78; Ladung 11; Masse 16.
Korpuskulardruck 117.
Korpuskulärtheorie 1; der Leitung der Elektrizität 47; der Strahlung 59; der Wärmeleitung 54, 86.

Kraftröhren, elektrische 134.
Kugel positiver Elektrizität 160.

L.

Ladung, negative der Kathodenstrahlen 5.
Larmor, Strahlung eines bewegten Teilchens 89.
Legierungen, Wärmeleitungsvermögen u. elektrisches Leitungsvermögen 55.
Leitung der Elektrizität, Korpuskulärtheorie 47, 84.
Lorentz, Formel für die Dispersion des Lichtes 150; Theorie der Strahlung 59; Zeeman-Effekt 94.

M.

Mackenzie, Wert von e/m für α -Teilchen 23.
Magnete, schwimmende 107.
Magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen 6.
— Kraft bewegter Korpuskeln 42.
Magnetisches Feld der Korpuskel 42.
Magnetismus von Eisensalzen 137; von Sauerstoff 136.
Masse des Atoms, Ursprung 158.
— der Korpuskel, Ursprung 27.
Mayer, Versuche mit schwimmenden Magneten 108.
Metcalfe u. Cuthbertson, Brechungsvermögen der Gase 160.
Minarelli, thermoelektrische Wirkungen 74.
Molekularkräfte zwischen Atomen 124.
Monckman, Versuche mit schwimmenden Magneten 109.

N.

Negative Ladung der Kathodenstrahlen 5.

O.

Obermayer, thermoelektrische Wirkungen 74.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Müller-Pouillet's

Lehrbuch der Physik u. Meteorologie

In vier Bänden.

Zehnte umgearbeitete und vermehrte Auflage herausgegeben von
Prof. Leop. Pfaundler.

Unter Mitwirkung von Prof. Dr. O. Lummer-Breslau (Optik und strahlende Wärme), Dr. K. Drucker-Leipzig (Molekularphysik), Prof. Dr. A. Wassmuth-Graz (Thermodynamik und Wärmeleitung), Hofrat Prof. Dr. J. Hann-Wien (Meteorologie), Prof. Dr. W. Kaufmann-Bonn (Elektrizitätslehre), Prof. Dr. A. Coehn-Göttingen (Elektrochemie), Dr. A. Nippoldt-Potsdam (Erdmagnetismus und Erdelektrizität).

Mit über 3000 Abbildungen und Tafeln, zum Teil in Farbendruck.

Erster Band.

~ Mechanik und Akustik. ~

Von Professor **Dr. Leop. Pfaundler.**

Gr. 8. Preis geheftet M 10.50, gebunden in Halbfanz M 12.50.

Zweiter Band. Erste Abteilung.

Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik).

Von Professor **Dr. Otto Lummer.**

Preis M 15.—. * Zweite Abteilung befindet sich in Vorbereitung.

Dritter Band.

Wärmelehre, Chemische Physik, Thermodynamik und Meteorologie.

Von Prof. **Dr. Leop. Pfaundler,**

Privatdozent **Dr. K. Drucker,** Prof. Dr. **A. Wassmuth,**

Prof. **Dr. J. Hann.**

Gr. 8. Preis geheftet M 16.—, gebunden in Halbfanz M 18.—.

Vierter Band in Vorbereitung:

Das altberühmte Buch genießt längst den Ruf, das beste populäre Lehrbuch der Physik und Meteorologie zu sein, dem anerkanntermaßen keine andere Nation ein gleichwertiges Werk zur Seite zu stellen vermag. Es ist seit seinem ersten Erscheinen in den Kreisen der Physiker, Astronomen, Naturhistoriker, Mediziner, Pharmazeuten, Lehrer, Techniker, Elektrotechniker, Mechaniker, Optiker, Agronomen, Industriellen, sowie Forst-, Berg- und Hüttenleute und aller Liebhaber der Physik so eingebürgert, daß es einer weiteren Empfehlung nicht bedarf.

Prospekt bitten wir kostenlos zu verlangen.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

DIE WISSENSCHAFT

**Sammlung naturwissenschaftlicher und
mathematischer Monographien**

Das unter besonderer Mitwirkung von Prof. E. Wiedemann ins Leben getretene Unternehmen soll die neuen Ergebnisse der naturwissenschaftlichen und mathematischen Forschung einheitlich zusammenfassen und es ermöglichen, sich einen Überblick über die Fortschritte auf diesen Gebieten zu verschaffen.

Verzeichnis der Mitarbeiter.

Mme. S. Curie, Paris. (Heft 1.)
Prof. Dr. G. C. Schmidt, Königsberg. (Heft 2.)
Prof. Dr. J. J. Thomson, Cambridge. (Heft 3.)
Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess, München. (Heft 4.)
Dr. Otto Frölich, Berlin. (Heft 5.)
Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz. (Heft 6.)
Prof. Dr. H. Baumhauer, Freiburg i. Schweiz. (Heft 7.)
Prof. Dr. A. Werner, Zürich. (Heft 8.)
Dr. Edwin S. Faust, Straßburg. (Heft 9.)
Dr. G. F. Lipps, Leipzig. (Heft 10.)
Prof. Dr. Hermann Kobold, Kiel. (Heft 11.)
Prof. Dr. G. Jaeger, Wien. (Heft 12.)
Prof. Dr. C. Doelter, Graz. (Heft 13.)
Dr. B. Donath, Charlottenburg. (Heft 14.)
Dr. phil. Walter von Knebel, Groß-Lichterfelde. (Heft 15.)
Prof. Dr. F. E. Geinitz, Rostock. (Heft 16.)
Dr. E. Gehrcke, Berlin. (Heft 17.)
Prof. Dr. Otto Fischer, Leipzig. (Heft 18.)
Prof. Dr. A. Wangerin, Halle a. S. (Heft 19.)
Prof. Dr. J. P. Kuennen, Leiden. (Heft 20.)
Prof. E. Rutherford, Montreal. (Heft 21.)
Prof. Dr. Edm. König, Sondershausen. (Heft 22.)
(Weitere Hefte in Vorbereitung.)

Durch sämtliche Buchhandlungen zu beziehen

Die Wissenschaft.

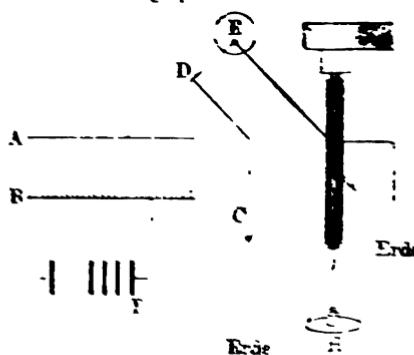
Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien.

I. Heft.

Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen von Mme. S. Curie. Übersetzt und mit Literatur-Ergänzungen versehen von W. Kaufmann.
3. Auflage. Mit 14 Abbildungen. Preis geh. M. 3.—, geb. in Lwd. M. 3.30. *****

Urteile der Presse.

Zeitschrift für angewandte Chemie: Die unter dem Titel „Die Wissenschaft“ erscheinende und unter besonderer Mitwirkung von Prof. Dr. Richard Wiedemann begründete Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien wird auch von den Chemikern freudig begrüßt werden. Die Monographien seien in übersichtlicher Darstellung begrenzte Ge-



biete sämtlicher Zweige der Naturwissenschaft behandeln; auch Biographien von großen Gelehrten und historische Darstellungen einzelner Zeiträume sind ins Auge gefasst. Ein solches Unternehmen, in der angestrebten Weise völlig durchgeführt, erleichtert insbesondere den Einblick in Nebengehabe und wird jeder, der hier die wichtigeren Fortschritte der Wissenschaft unterrichtet sein will, nach einer oder mehreren Richtungen hin etwas bringend.

Der Reigen der Sammlungen könnte kein Thema würdiger gewesen sein als das der berühmten Reise der Frau Curie entstammende Beschreibung der radioaktiven Stoffe und ihrer Eigenschaften. Das Werk, welches die von Wiedemann in denkbar übersichtliche Dissertation der Verf. ist, umfaßt ein und zweimal noch soviel am Nachdruck und neuernden Erscheinungen, und wäre auszüglich sehr eindruckerfüllend, wenn sieher eine erfolgreiche Bemühung ergründet worden wäre. Das Buch erhält natürlich in erster Linie unbestreitbare die eigener Forschungsergebnisse der Frau Curie; es werden aber außerdem die Untersuchungen und Erkenntnisse anderer Forscher in-

Verlag von F. Frommann, Stuttgart u. Braunschweig.

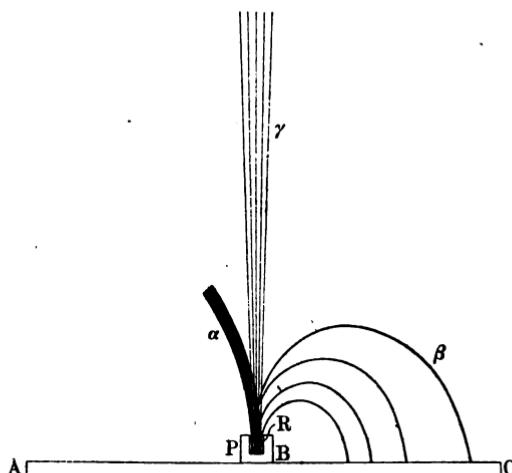
gezählt und besprochen, so daß wir in ihm zurzeit wohl die wissenschaftlich vollständigste und empfehlenswerteste Beschreibung der so rätselhaften Tatsachen haben. Das große reichhaltige Material ist in fünf Kapitel eingeteilt. Das erste ist der Radioaktivität des Urans und Thors und den radioaktiven Materialien gewidmet; im zweiten kommen die neuen radioaktiven Substanzen, besonders das Radium, seine Abscheidung und seine Eigenschaften zur Beprechung; im dritten wird die Strahlung der neuen radioaktiven Substanzen behandelt und im vierten die induzierte Radioaktivität. Im letzten wird die Natur und Ursache der Erscheinungen der Radioaktivität erörtert. Ein zuverlässiges, vom Übersetzer weitergeführtes Literaturverzeichnis bildet den Schluß.

Vierteljahrssberichte des Wiener Vereins für Förderung des physikalischen und chemischen Unterrichts: Mit den Untersuchungen der Madame Curie über radioaktive Substanzen ist diese Sammlung auf das glücklichste begonnen worden. Die Entdeckung eines neuen Wissenszweiges, der Physiker u. Chemiker in gleicher Weise interessiert, wird hier von den Entdeckern selbst geschildert. — Nach einer historischen Einleitung wird die Methode zur Messung der Strahlungsintensität der Uran- und Thorverbindungen und verschiedenradioaktiver Mineralien mittels Messung der Leitfähigkeit der Luft unter der Einwirkung dieser Substanzen beschrieben. Bei der Messung der Pechblende, des Chalkoliths und des Autunits wurde die auffallende Tatsache entdeckt, daß diese Mineralien in höherem Grade radioaktiv sind als Uran und Thor selbst. Es lag die Vermutung nahe, daß in den erwähnten Mineralien hochradioaktive Substanzen enthalten seien und die nächste Aufgabe der Curies war nun die Isolierung dieser Substanzen. Es wurden drei gefunden: das Polonium, das Radium und das Aktinium; vollständig gelang nur die Isolierung der Radiumsalze, deren Spektrum sich auch mit zunehmender Reinheit auffallend von jenen des Baryums unterschied, während Polonium dasselbe Spektrum lieferte wie die Wismutverbindungen, aus denen es abgeschieden wurde. Ebenso stand es, das Atomgewicht des Radiums (225) zu bestimmen, nach welchem Radium in der Mendeleeff'schen Tabelle unter dem Baryum in der Kolumne Calciumgruppe und in die Zeile, welche Uran und Thor enthält, gehört.

Daß die Entdecker des Radiums selber uns die Geschichte ihrer Forschungen gewährt der Abhandlung einen ganz besonderen Reiz.

Übersetzung ist von Herrn Dr. Walter Kaufmann, der vor kurzem Forschungen auf dem Gebiete der Elektronentheorie einen Preis von d. Akademie zu Wien erhalten hat.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.



Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

II. Heft.

Die Kathodenstrahlen von G. C. Schmidt,
außerordentl. Professor der Physik an der Universität
Erlangen 2. verb. u. verm. Auflage. Mit 50 Abbil-
dungen. Preis geh. M. 3.—, geb. in Lnwd. M. 3.60.

Inhaltsverzeichnis.

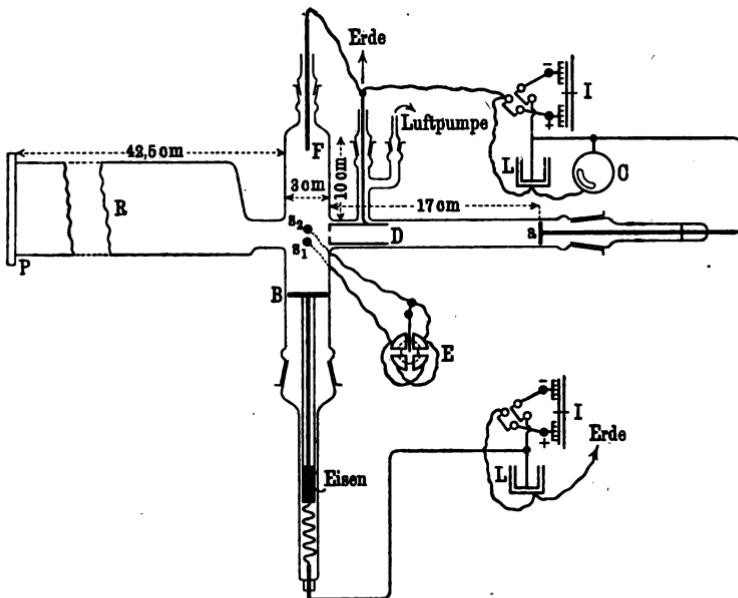
Einleitung. — 1. Kapitel. Das Wesen des Lichtes. Der Äther.
— 2. Kapitel. Neuere Ansichten über die Leitung der Elektrizität
durch Elektrolyte. — 3. Kapitel. Apparate zur Erzeugung von
Kathodenstrahlen. — 4. Kapitel. Die Entladung in verdünnten Gasen.
Die Kathodenstrahlen. — 5. Kapitel. Ältere Theorien über den Ent-
ladungsvorgang. — 6. Kapitel. Ladung der Kathodenstrahlen. —
7. Kapitel. Potentialgradient und Kathodenfall in Entladungsrohren.
— 8. Kapitel. Kathodenstrahlen im elektrostatischen Felde. —
9. Kapitel. Kathodenstrahlen im magnetischen Felde. — 10. Kapitel.
Energie und Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. — 11. Kapitel.
Zeeman-Effekt. — 12. Kapitel. Kathodenstrahlen verschiedenen
Ursprungs. — 13. Kapitel. Bestimmung von e und m . — 14. Kapitel.
Scheinbare Masse. — 15. Kapitel. Fluoreszenzzerregung und chemische
Wirkung der Kathodenstrahlen. — 16. Kapitel. Reflexion, Absorption,
Spektrum und Bahn der Kathodenstrahlen in einer Entladungsrohre. —
17. Kapitel. Kanalstrahlen. — 18. Kapitel. Schluß. — Literaturübersicht.

Auf das „Elektron“ wird heute nicht nur eine große Reihe von optischen und elektrischen Erscheinungen zurückgeführt, es erscheint auch von fundamentaler Bedeutung für die Chemie, einzelne Teile der Meteorologie und, falls sich die neueren Arbeiten über die physiologischen Wirkungen des Radiums bestätigen sollten, der Medizin werden zu sollen. Da eine leicht verständliche Abhandlung über dieses Gebiet für Chemiker, Mediziner u. a. erwünscht sein dürfte, hat der Verfasser es unternommen, an der

Hand der Eigenschaften der Kathodenstrahlen zu schildern, wie man zu dem Begriff des „Elektrons“ gekommen ist und was man darunter versteht.

Wie alle Monographien, welche in die unter dem Titel „Die Wissenschaft“ erscheinende Sammlung aufgenommen werden sollen, ist auch das vorliegende Bändchen nach Form und Inhalt für weitere Kreise bestimmt. Es werden daher nur die allerelementarsten Kenntnisse in der Physik vorausgesetzt.

Allgemeines Literaturblatt: Die Firma Vieweg hat es unter besonderer Mitwirkung Prof. Dr. E. Wiedemanns unternommen, Monographien über die aktuellsten Themen der modernen Naturwissenschaften zu verlegen.



Dieses höchst verdienstvolle Unternehmen, welches tatsächlich einem dringenden Bedürfnisse entspricht, weil gerade die neuesten Errungenschaften auf den Gebieten der Naturerkennnis nur auf mühseligem Wege aus zahlreichen Zeitschriften zu entnehmen sind, bringt als 2. Heft aus höchst berufener Feder eine Darstellung der Untersuchungen an Kathodenstrahlen; die Aufklärungen über das scheinbar so rätselhafte Verhalten der radioaktiven Substanzen sind vom Verfasser in ausnehmend interessanter und instruktiver Weise dargelegt und dürfen wohl das weiteste Interesse für sich in Anspruch nehmen. Die atomistische Theorie der Elektrizität, welche endlich verspricht, einen Einblick in das Wesen der elektrischen Erscheinungen zu geben und die Frage zu beantworten, deren Lösung Jahrhunderte lang unmöglich schien: Was ist Elektrizität? basiert auf der Untersuchung der Kathodenstrahlen. Das für weitere Kreise verständlich geschriebene Buch kann wärmstens empfohlen werden. Die Behandlung des Themas ist einfach und gründlich; besonders ist auch die Beigabe einer großen Anzahl höchst klarer, schematischer Zeichnungen zu loben, welche die textliche Klarheit des Buches noch bedeutend erhöhen.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

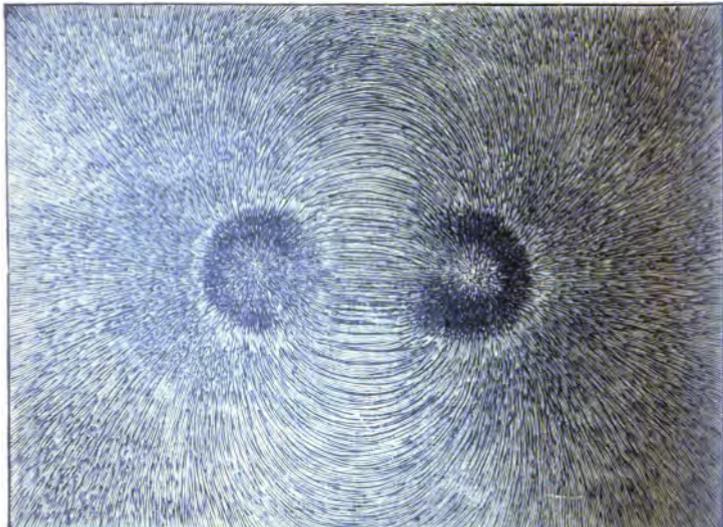
Die Wissenschaft.

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

III. Heft.

Urteile der Presse.

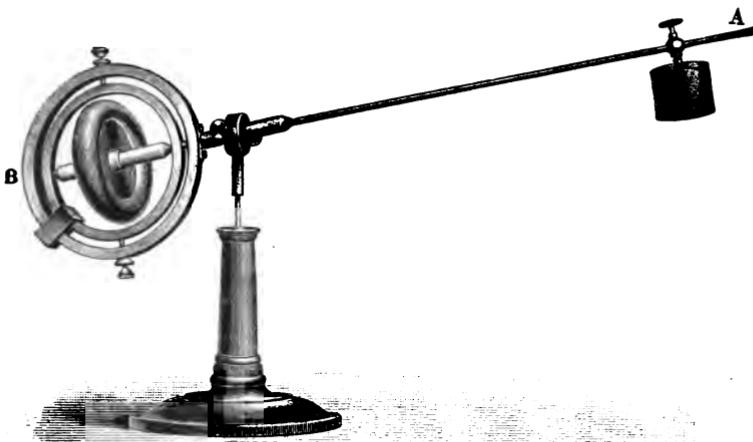
Literarisches Zentralblatt: Eine Reihe geistvoller Vorträge, in welchen die Bedeutung der neuen Fortschritte in der Elektrizitätslehre für unsere Ansichten über die Konstitution der Materie und die Natur der Elektrizität erörtert wird. Ihre Bedeutung liegt vor allem darin, daß sie eine auch weiteren Kreisen verständliche Verbindung zwischen den Maxwell-Faraday-



Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

schen Vorstellungen und der modernen Elektronentheorie darstellen und dabei gleichzeitig des berühmten Verfassers eigene Anschanungen über den Aufbau der Atome entwickeln, wobei die radioaktiven Elemente eine besonders eingehende Besprechung erfahren. Die Ausführungen enthalten nur vereinzelte mathematische Ableitungen und können jedem Studierenden empfohlen werden.

Chemiker-Zeitung: . . . Ich bin der Zustimmung aller Fachgenossen sicher, wenn ich behaupte, daß zu der Entwickelung der Elektronik, dieser neuen Disziplin der Physik, kaum jemand mehr beigetragen hat als J. J. Thomson durch seine zahlreichen experimentellen und theoretischen Untersuchungen, und nicht minder durch sein zusammenfassendes Werk *Conduction of Electricity through Gases*. Es ist deshalb mit besonderer Freude zu begrüßen, daß dieser bahnbrechende Forscher es unternommen hat, seine „Ansichten über die Natur der Elektrizität, über die Vorgänge, welche im elektrischen Felde stattfinden,



und über den Zusammenhang zwischen elektrischer und gewöhnlicher Materie“ in einer so anschaulichen und anregenden Weise darzulegen, daß jeder Naturwissenschaftler, nicht nur der Physiker, das Buch verstehen kann und durch die Lektüre reichen Genuß und Gewinn haben wird. Populär im gewöhnlichen Sinne des Wortes ist die Schrift allerdings nicht gehalten, d. h. sie ist keine Kaffee-Lektüre, gibt nicht nur einen Überblick über die gewonnenen Resultate, sondern versucht in den ersten 3 Kapiteln: „Darstellung des elektrischen Feldes durch Kraftlinien, Elektrizität und gebundene Maße, Wirkungen der Beschleunigungen der Faradayschen Röhren“, den Leser mit der Faraday-Maxwellischen Kraftlinienvorstellung und der ihr von J. J. Thomson gegebenen Erweiterung bekannt zu machen. Für den Physiker, speziell für den Lehrer der Physik, eine Fundgrube anschaulicher Darstellungen und Gedankengänge. Für den Nichtphysiker eine Anleitung, nicht mühe los, aber doch ohne das schwere Rüstzeug der höheren Mathematik, sich einen Einblick zu verschaffen in die Überlegungen, welche aus den Untersuchungen über Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und Radioaktivität zu dem Begriffe des Elektrons, des Atoms der Elektrizität, haben.

Ausführlicher

Coster

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

IV. Heft.

Die physikalischen Eigenschaften der Seen von Dr. Otto Freiherr von und zu Aufsess,
Assistent f. Physik a. d. Kgl. techn. Hochschule in München.
Mit 36 Abbild. Preis geh. M. 3.—, geb. in Lnwd. M. 3.60.

Aus den Urteilen der Presse.

Blätter für höheres Schulwesen: An diesem 4. Heft der „Wissenschaft“, der von der Viewegschen Verlagsbuchhandlung herausgegebenen sehr verdienstlichen Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien, wird nicht bloß der Physiker, sondern auch jeder gebildete Laie, der als Naturfreund die Natur mit Nachdenken betrachtet, seine Freude haben. Die Darstellung ist ganz elementar und sehr klar gehalten. Der Inhalt gliedert



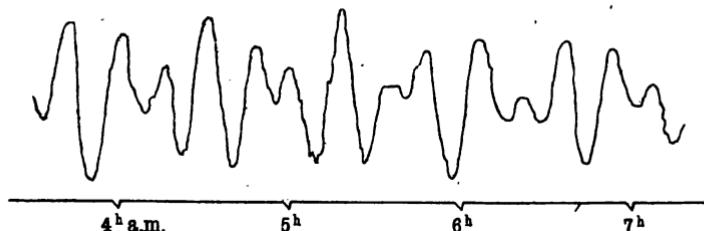
sich naturgemäß in die Mechanik, Akustik, Optik und Thermik der physikalischen See-Erscheinungen. Besonders interessant sind die Untersuchungen über den so viel diskutierten Grund der Verschiedenfarbigkeit der Seen. Die Erscheinungen des Wasserschattens werden mit dem Brockengespenst in zutreffende Parallele gestellt. Aber von dem allergrößten Interesse sind S. 63 ff. die Ausführungen über die Brechungerscheinungen beim Übergange des Lichtes von Wasser in Luft. Es wird hier ganz elementar nachgewiesen, wie relativ und einseitig unsere Erkenntnis der Dinge ist. Wir sehen alle Gegenstände nur durch das Medium Luft, ein Wasserbewohner sieht dieselben Gegenstände durch das Medium Wasser ganz anders als wir, ja er sieht sogar Sachen, die wir als aus einem Stücke bestehend, als kontinuierliche Massen bezeichnen, in Stücke zerteilt!! Das Buch sei auch für die Schüler der obersten Klasse empfohlen.

Vierteljahrsberichte des Wiener Vereins zur Förderung des physikalischen und chemischen Unterrichtes: Der Zweck dieser Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien ist, die Ergebnisse neuer Forschungen zusammenzufassen und so dem Spezialforscher Einblick in Nebengebiete zu ermöglichen. Die Darstellungen werden möglichst leicht verständlich gegeben, so daß jeder, der etwas Vorbildung hat, diese Hefte mit Erfolg in die Hand nehmen kann. Der Preis, M 3.60, ist im Vergleich zum Gebotenen gering.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Die einzelnen Teile der Physik (Mechanik, Akustik, Optik und Thermik) werden so durchgenommen, daß man einerseits den Eindruck hat, daß die Seen praktische Beispiele für die Gesetze der Physik bieten, und daß sie andererseits zu tieferem Eindringen in gewisse Fragen der Physik Anlaß geben. Der Verfasser geht dabei so vor, daß er zuerst die physikalischen Gesetze in überaus leicht verständlicher Weise erläutert und sie dann auf die Seen anwendet. Nicht unerwähnt darf bleiben, daß die vorliegende Arbeit die erste zusammenfassende auf diesem Gebiete ist. Obwohl die behandelten Fragen schon lange die Naturforscher beschäftigten, muß man die wissenschaftliche Seekunde doch noch jung nennen; erst Forel hat sie hauptsächlich durch seine Arbeiten am Genfer See ins Leben gerufen. Freiherr von Aufsess hat schon als Studierender eingehende Studien besonders an bayerischen Seen gemacht, deren Ergebnisse er in seiner Doktorarbeit: „Über die Farbe der Seen“ niedergelegt hat.

In den „physikalischen Eigenschaften“ werden aber alle einschlägigen Fragen behandelt, und zwar möglichst eingehend und gründlich, auch wird hier der theoretische Teil, soweit als notwendig, berücksichtigt.



Interferenz von Grund- und Oberschwingung (Kempfenhausener Limnimeter,
25. August 1900).

Die vielen Literaturnachweise machen die vorliegende Arbeit noch wertvoller; die hübsche Ausstattung durch die zahlreichen Figuren fördert das Verständnis; die vielseitigen Gesichtspunkte, von welchen der Gegenstand betrachtet wird, sind geeignet, das Interesse für dieses Thema besonders zu heben.

Himmel und Erde: Wir haben schon einmal Gelegenheit genommen, unsere Leser nachdrücklich auf die unter dem Gesamttitle „Die Wissenschaft“ unter der Leitung von E. Wiedemann (Erlangen) bei Vieweg erscheinende Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien hinzuweisen. Geistig sehr vornehm gehalten, klar in der Diktion, verfaßt von den ersten Gelehrten, wenden sich die Monographien (vortrefflich ausgestattete Heftchen von etwa 150-Seiten Umfang) an die Wissenschaftler, sowie an jeden Gebildeten. — Dem ersten Heft von S. Curie über die radioaktiven Stoffe ist rasch eine Reihe anderer gefolgt. Was der Physiker vom weitverbreitetsten Stoffe auf unserem Erdball, dem Wasser, zu sagen weiß, ist fast lückenlos in dem Aufsessschen Buche zusammengefaßt worden. Wir erfahren etwas über die Wellenbewegung an der Oberfläche, die Strömungen, Fortpflanzung des Schalles im Wasser, über die Durchsichtigkeit und die thermischen Verhältnisse. Besonders eingehend behandelt der Verfasser auf Grund eigener Versuche die Durchsichtigkeit und Farbe der Gebirgsseen, wobei er die Frage entscheidet, ob letztere chemischer oder physikalischer Art ist. Wir empfehlen das Buch besonders allen denen, die es lieben, ihre Erholung in einer liebevollen Betrachtung der Natur zu suchen.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

Die Wissenschaft.

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

XVIII. Heft:

Kinematik organischer Gelenke von Prof.

Dr. Otto Fischer in Leipzig. Mit 77 Abbildungen.

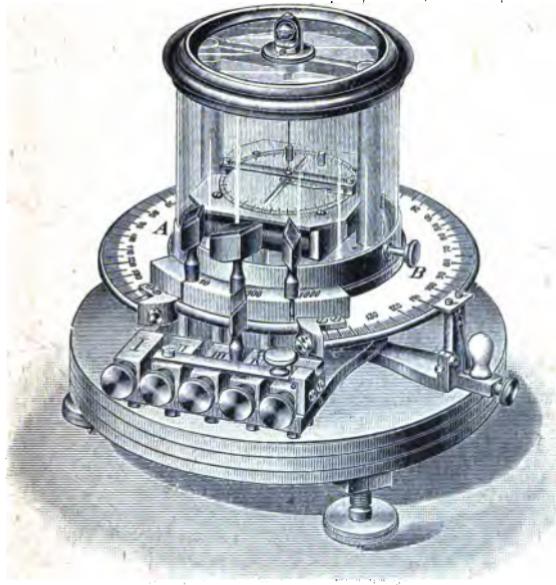
Preis geheftet Mark 8.—, gebunden in Leinwand
Mark 9.—. • • • • • • • • • • • • • • • •

Beurteilungen.

Leipziger Medizinische Monatsschrift: Mehr als je hat heutzutage der Arzt die Pflicht, sich mit der Kinematik organischer Gelenke zu beschäftigen, denn infolge der großen Verbreitung der physikalisch-diätischen Therapie hat man gelernt, Apparate zu benutzen, die auf der Kenntnis der Bewegung, welche je zwei benachbarte Glieder des menschlichen oder allgemeinen tierischen Körpers infolge der besonderen Art ihrer Gelenkverbindungen gegen einander auszuführen vermögen, beruhen. Wenn Fischer, der durch seine Forschungen auf diesem Gebiete längst bekannt ist, auch in bezeichnender Weise sagt, daß sein Werk kein Lehrbuch der in den lebenden Körpern vorkommenden speziellen Gelenke sein soll, so müssen wir es doch als ein solches ansehen, denn er hat es verstanden, uns in klarer und übersichtlicher Weise die Verhältnisse, auf die es ankommt, darzulegen. Wir haben die meisten Werke, die sich mit dem Gegenstande der Gelenklehre oder der Statik und Mechanik des menschlichen Knochengerüstes beschäftigen, in der Hand gehabt, müssen aber sagen, daß uns keines eine derartige präzise Auskunft und klare Vorstellung der Verhältnisse gegeben hat wie die Kinematik Fischers. — Sie zerfällt in drei Teile, von denen sich der erste mit den allgemeinen Untersuchungen über die Kinematik organischer Gelenke beschäftigt. Es wird uns in ihm ausführlich gezeigt und an speziellen Beispielen erläutert, wodurch sich diese organischen Gelenke von den Massengelenken unterscheiden, und welche Gesichtspunkte hauptsächlich bei der Untersuchung der in den organischen Gelenken stattfindenden Bewegungen zu berücksichtigen sind. Im zweiten Teil geht er besonders auf den grundlegenden Begriff der Bewegungsfreiheit der Gelenke ein, die von ganz besonderer Wichtigkeit auch für die Bewegungsfreiheit des ganzen Gelenksystems ist. Schließlich werden die verschiedenen Methoden der Untersuchungen spezieller Gelenke auseinander gesetzt und als Beispiele für deren Verwendung die Bewegungen in einigen speziellen Gelenken angeführt. Diese hat Fischer in ganz genialer Weise sichtbar gemacht, indem er nämlich einen in schwarzen Trikot gekleideten Menschen mit Geisslerschen Röhren armierte, die zum Leuchten gebracht und dann in den verschiedenen Bewegungsphasen photographiert wurden. Dadurch entstanden höchst instruktive Abbildungen. Nicht nur jeder Orthopäde, Turnlehrer oder

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

zu bringen und durch die Darstellung des Werdeganges auf einem Gebiete der Physik einmal den modernen Fachmann vor Überschätzung der modernen gegenüber den älteren Arbeiten zu bewahren, sodann aber ihm vor Wiederholung eines früher bereits durchgearbeiteten Gedankenganges zu behüten. Sie behandelt in einem ersten Abschnitt die Meßinstrumente. In diesem schildert sie von Strommessern die frühesten Galvanometer, die Spiegelgalvanometer, die Galvanometer mit direkter Ablesung und absoluten Angaben, die Schalttafelinstrumente, die Galvanoskope, endlich die Elektrodynamometer und Wechsel-



strommesser. Daran schließt sie die Betrachtung der Spannungsmesser, der Widerstandsapparate und Selbstinduktionskalen, die den Apparate zur Messung magnetischer Eigenschaften, der elektrischen Wärmemesser, Elektrizitätszähler, der elektrischen Registratoren und Geschwindigkeitsmesser. Der zweite Abschnitt ist der Beschreibung der Meßmethoden gewidmet. Nach Darstellung der Methoden der Strom-, Spannungs- und Widerstandsmessung behandelt er die zur Bestimmung von Selbstinduktion und der Wechselstrommessung. Ein Rückblick macht darauf aufmerksam, daß, während vor einem halben Jahrhundert der Gelehrte die Apparate erdachte, gegenwärtig der Techniker sich ihres Baues, ihrer Weiterentwicklung bis zur Angabe neuer Prinzipien bemächtigt hat. Erschöpfend ist die Darstellung nicht und will sie nicht sein, weil die Schrift gelesen, aber nicht zum Nachschlagen benutzt werden will. Man wird dem um so unbedingter zustimmen können, als Verf. mehr als jeder andere in der Lage war, eine sachgemäße Auswahl des Mitzuteilenden vorzunehmen, da er ja selbst in hervorragender Weise an der Entwicklung der elektrischen Meßapparate und Meßmethoden beteiligt gewesen ist. So wird das Studium dieses Buches ebenso für den Mann der Wissenschaft, wie den der Technik in hohem Maße lohnend sein.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

VII. Heft.

Die neuere Entwicklung der Kristallographie von Dr. H. Baumhauer, Professor an der Universität Freiburg i. d. Schweiz. Mit 46 Abbildungen. Preis geh. M. 4.—, geb. in Lnwd. M. 4.60.

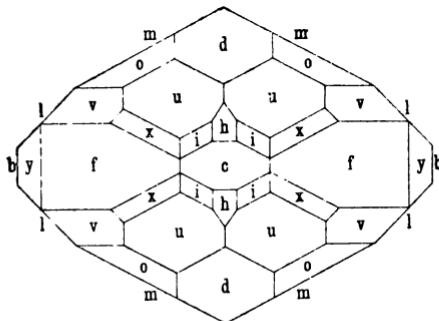
Stimmen der Kritik.

Physikalische Zeitschrift: Das vorliegende Buch wendet sich nach dem Vorworte des Verfassers insbesondere an solche Leser, „welche, der Kristallographie weniger nahe stehend, dennoch, etwa als Physiker oder Chemiker, der Entwicklung dieser Wissenschaft Interesse entgegenbringen, ja nicht selten sich der kristallographischen Methoden zur Förderung ihrer eigenen Studien bedienen müssen“. Deswegen war aus dem reichhaltigen Stoffe eine Auswahl zu treffen; es werden ganz besonders solche Tatsachen und Theorien

besprochen, welche sich auf die Kristallographie im engeren Sinne beziehen: Symmetrie- u. Formverhältnisse, Bildungsweise der Kristalle, Beziehungen zwischen Form und chemischer Konstitution kristallisierter Stoffe.

Die Kapitelübersicht ist folgende (es seien nur die wichtigsten Unterabteilungen hervorgehoben):

I. Einleitung. (Definition eines Kristalls; flüssige und flüssige Kristalle; kristallographische Symbole; Projektion.) — II. Kristallklassen und Pseudosymmetrie. (Einteilung der Kristalle in 32 Klassen; Symmetrieelemente; Kristallsysteme; pseudosymmetrische Kristalle.) — III. Ermittlung der Symmetrieverhältnisse der Kristalle. (Goniometrie; optisches Verhalten der Kristalle; Zirkularpolarisation optisch einachsiger und zweiachsiger Kristalle; polare Pyroelektrizität; Ätz- oder Lösungerscheinungen; geometrische, optische usw. Anomalien.) — IV. Zwillingsbildung der Kristalle. (Allgemeine Zwillingsgesetze; Deutung des Vorganges der Zwillingsbildung; Mimesie.) — V. Flächenentwicklung und Wachstum der Kristalle. (Gesetz der

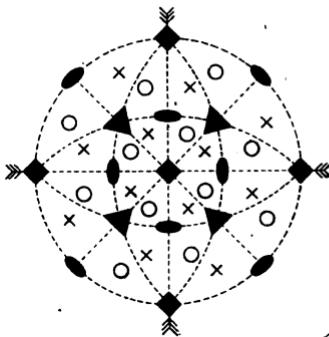


Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Komplikationen; Beobachtungen an flächenreichen Zonen; Raumgitter und Punktsysteme; Einfluß des Lösungsmittels.) — VI. Chemische Kristallographie. (Isomorphie; Morphotropie; P. v. Groths neuere Auffassung hierüber; Polymorphie.) — VII. Anhang. (Kristallklassen, Namen und Symbole der Formen nach P. v. Groths physikalischer Kristallographie.)

Die Auswahl aus dem umfangreichen Stoffe der Kristallographie war sicher schwer zu treffen. Trotzdem weist das Buch bei nicht zu großem Umfange eine solche Reichhaltigkeit und Vollständigkeit auf, daß es nicht nur für den Physiker und Chemiker übergenug bringt, sondern auch dem Fachmann eine nicht unwillkommene Gabe sein dürfte. Dem Werke ist eine freundliche Aufnahme zu wünschen.

Zeitschrift für Elektrochemie: Die Kristallographie ist eine geistvolle und anregende Wissenschaft nicht nur für den Mineralogen, der sie am häufigsten braucht, sondern auch für den Chemiker und Physiker, und es ist bedauerlich, daß die letzteren häufig weniger von ihr wissen als recht ist. Gerade an den Chemiker und Physiker in erster Reihe wendet sich das vorliegende Buch, und bei der Verbreitung, welche sich die Viewegsche Sammlung „Die Wissenschaft“ in der kurzen Zeit ihres Bestehens erworben hat, ist der Schrift eine größere Leserzahl gewiß. Ein für einen weiteren Leserkreis bestimmtes Buch stellt dem Verf. eine schwierige Aufgabe; es muß so klar und exakt geschrieben sein, daß es vor den genauesten Kritik besteht, und doch so leicht und anregend, daß es mit Interesse auch von denen gelesen werden kann, die keine besonderen Spezialkenntnisse besitzen. Diese Aufgabe ist von dem Verfasser trefflich gelöst worden; besonders möchte ich auf das dritte Kapitel (Atz- und Lösungserscheinungen, optische und geometrische Anomalien) und das letzte (Chemische Kristallographie) hinweisen. Die Ableitung der Kristallklassen im zweiten Kapitel ist streng und korrekt, aber vielleicht etwas wenig anschaulich gegeben. Als einen Vorzug will ich auch hervorheben, daß nicht nur die Ergebnisse der bisherigen Forschung zusammengestellt sind, sondern daß die Darstellung den denkenden Leser auch die vielen Lücken klar erkennen läßt, welche in den Grundlagen einer Theorie des „kristallisierten Aggregatzustandes“ noch vorhanden sind. Die vorliegende Monographie ist eine erfreuliche Erscheinung auf dem Büchermarkt, die mit Interesse und Nutzen gelesen werden kann.



Zeitschrift für Naturwissenschaft: Der Inhalt der vorliegenden Schrift ist ein sehr reicher; alle neueren Resultate der Kristallographie sind in derselben besprochen: insbesondere die jetzt gebräuchlichen Arten der Projektion, die Kristallklassen und ihre Symmetrieelemente, die zweikreisigen Goniotometer, die Zirkularpolarisation der zweiaxisigen Kristalle, anomale Atzfiguren, Translationsflächen als Zwillingsebenen, Gesetz der Komplikation, Untersuchungen über das Wachstum der Kristalle, logische Acheen und endlich Beziehungen zwischen der chemischen Formel und dem Kristallsysteme. Alle Forscher, denen es nicht möglich gewesen ist, die Entwicklung der Kristallographie Schritt für Schritt zu verfolgen, werden hier auf das beste orientiert.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

VIII. Heft.

**Neuere Anschauungen auf dem Gebiete
der anorganischen Chemie** von Prof.
Dr. A. Werner in Zürich. Preis geheftet M. 5.—,
gebunden in Leinwand M. 5.80. • • • • •

Urteile der Fachpresse.

Chemiker-Zeitung: Eine Schrift von Werner über theoretische Fragen der unorganischen Chemie ist von vornherein des weitestgehenden Interesses sicher. Waren es doch seine Theorien über die Metallammoniakalze, die seinerzeit Licht in den Wirrwarr komplexer, unorganischer Salze brachten und diesen Stiefkindern der Chemie die Aufmerksamkeit weiterer chemischer Kreise zuzogen. Theorien, die ihre Berechtigung noch weiter dadurch erwiesen, daß sie ihrem Schöpfer und andere Unorganiker in zahlreichen Experimentaluntersuchungen zu einer Erweiterung unserer Kenntnisse von diesen merkwürdigen Stoffen veranlaßten, wodurch rückwirkend die Theorie wieder gestützt und erweitert wurde. Unzweifelhaft verdanken wir Werner einen der größten Fortschritte, den die unorganische Chemie seit langem gemacht hat. Der Wunsch nach einer zusammenfassenden Darstellung der neuen Lehre war in weiten Kreisen rege; daß Werner sie selbst geliefert hat, muß mit großem Danke aufgenommen werden. Der vorliegende Band (*Die Wissenschaft. Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien. 8. Heft*), umfaßt drei, ihrer Reihenfolge nach an Umfang steigende Abschnitte. Den Anfang macht eine kurze Darstellung der neueren Anschauungen über die Systematik der Elemente; hier wird das Wernersche Periodensystem näher besprochen. Es folgt ein Abschnitt über die Verbindungen erster Ordnung und die Lehre von der Wertigkeit, in dem namentlich die Schwierigkeiten größeres Interesse erwecken, die sich der Lehre von den Einzelvalenzen und der Fixierung der Einzelvalenzen an bestimmte Punkte des Atoms und in bestimmte Richtungen vom Atome weg entgegenstellen. Statt der Einzelvalenzen ist zweckmäßiger die Gesamtaffinität des Atoms als Ausgangspunkt für die weiteren Betrachtungen zu wählen. Darauf bauend bringt der dritte, etwa Dreiviertel des Werkes umfassende Hauptteil die Lehre von den Verbindungen höherer Ordnung und die Lehre von der Koordination, also das Gebiet, auf dem das Schwergewicht der Wernerschen Forschungen ruht. Hier werden die Anlagerungsverbindungen, die Lehre von der Koordinationszahl, die Einlagerungsverbindungen und die Lehre von der Isomerie unorganischer Stoffe behandelt. Auf Einzelheiten kann in dieser Anzeige nicht

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

eingegangen werden; ich kann nur sagen, daß die Darstellung auch demjenigen, der die betreffenden Publikationen bei ihrem Erscheinen regelmäßig verfolgt hat, Neues bietet, und daß ihre Lektüre einen hohen Genuß bereitet.

Chemische Zeitschrift: Wie kein anderer ist A. Werner berufen, die modernen Anschauungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie einem größeren Leserkreise vorzuführen, hat er doch in unermüdlicher Arbeit das Beste selbst dazu geliefert. Die Konstitution der anorganischen Verbindungen ist in den meisten Fällen noch unaufgeklärt; es ist notwendig, zu ihrem Verständnis die Valenzlehre zu erweitern. Werner zeigt die Gesichtspunkte, welche heute für die strukturelle und räumliche Betrachtung des Molekülbaues anorganischer Verbindungen von Bedeutung sind, ohne dabei zu verschweigen, daß die neuen Vorstellungen nur Bilder sind, die auf Grund weiterer Erkenntnis durch bessere Bilder ersetzt werden können. Eingeteilt ist das Werk in drei Abschnitte: 1. Die Elemente und ihre Systematik; 2. Die Verbindungen erster Ordnung und die Lehre von der Wertigkeit; 3. Die Verbindungen höherer Ordnung und die Lehre von der Koordination. Das eingehende Studium dieses hochinteressanten und fesselnd geschriebenen Buches sei allen Chemikern warm ans Herz gelegt.

Naturwissenschaftliche Rundschau: Alle diese Bedenken und Einwendungen sprechen nicht gegen, sondern deutlich für die große Bedeutung des Wernerschen Buches, das mit seinem überreichen Inhalt zu immer neuen Betrachtungen Anlaß geben wird. Zudem hat die „Wernersche Hypothese“ auf die anorganische Chemie des letzten Jahrzehnts einen so großen Einfluß gehabt, daß die Kenntnis derselben nicht nur für jeden Chemiker, sondern auch für jeden Naturwissenschaftler, der die Entwicklung der Chemie verfolgen will, als eine Notwendigkeit bezeichnet werden muß.

Jahrbuch der Elektrochemie: Mit großer Freude wird jeder Chemiker das Erscheinen des achten Heftes dieser Sammlung von A. Werner, Neuere Anschauungen auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, begrüßen. Verfasser hat bekanntlich durch seine systematischen Untersuchungen auf dem Gebiete der anorganischen Konstitutionslehre sozusagen eine neue Wissenschaft begründet und ihre Grundlagen in einer sehr großen Anzahl von Originalarbeiten niedergelegt, die zwar leicht zugänglich waren, aber wegen ihres Umfangs und ihrer großen Zahl doch nicht so leicht verständlich. Daß er nun hier eine zusammenfassende Darstellung seiner Arbeiten gegeben hat, wird allerseits mit Freude begrüßt werden. Das Buch bildet einen bemerkenswerten Fortschritt auf dem Gebiete der anorganischen Systematik und seine Lektüre ist nicht nur anregend, sondern wegen des vielen darin zusammengetragenen Tatsachenmaterials auch sehr lehrreich.

Zeitschrift für angewandte Chemie: ... Es ist bekanntlich das große Verdienst A. Werners, zuerst auf die meist vergeblichen Bemühungen der Anhänger der Valenztheorie in der anorganischen Chemie hingewiesen und durch Schaffung des Koordinationsbegriffes eine theoretische Grundlage für die Lehre von der Konstitution zahlreicher anorganischer Verbindungsklassen gegeben zu haben. Die Grundzüge dieser Theorie, die auch neuerdings auf die organische Chemie befruchtend zu wirken beginnt, hat Werner in dem oben genannten Buche niedergelegt, das zweifellos allerseits als ein Ereignis von großer Bedeutung angesehen werden wird.... Ein weiterer Hinweis auf den wichtigen Inhalt dieses Buches mag unterbleiben, und es sei zum Schluß der berechtigte Wunsch geäußert, daß sich dieses Buch recht bald in der Bibliothek eines jeden Chemikers befinden möge.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

Die Wissenschaft.

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

IX. Heft.

Die tierischen Gifte von Edwin S. Faust,
Dr. phil. et med., Privatdozent der Pharmakologie
an der Universität Straßburg. Preis geh. M. 6.—,
geb. in Lnwd. M. 6.80. • • • • •

Aus den Urteilen der Presse.

Repertorium der Praktischen Medizin: Man kann den Verleger nur beistimmen, wenn sie das Werk Fausts besonders auch den Ärzten empfehlen. Wir haben bis jetzt ein Buch, das in dieser ausführlichen Weise vom Standpunkte des Zoologen, Pharmakologen, Physiologen und Pathologen die tierischen Gifte einer Betrachtung unterwirft, nicht gehabt. Ganz besonders wird uns das Kapitel über Schlangen und Schlangengifte, vor allem auch der physiologische und dann der therapeutische Teil interessieren, wobei der Autor alle Methoden eingehend beschreibt und auf ihren Wert prüft. Einen wertvollen Beitrag bieten die Darlegungen über Immunität und Immunisierung. Überall ist die gründliche Bearbeitung, bei der die Literatur in bewundernswerter Weise benutzt wurde, hervorzuheben. Deshalb ist das Studium des Werkes für wissenschaftliche Arbeiten auf fraglichem Gebiete unumgänglich. — Faust ist es auch u. a. gelungen, beim Cobragift das Gift von den eiweißartigen Stoffen zu trennen; er nennt es Ophiotoxin, das sich vorderhand nur in wässriger Lösung wirksam erhielt. Die Rückstände der Gifte sind stickstofffrei; es ist nicht flüchtig, wässrige Lösungen schäumen stark beim Schütteln usw.

Nicht weniger eingehend sind alle übrigen Kapitel des Werkes bearbeitet: So die über die anderen Vertebraten (Säugetiere, Eidechsen, Amphibien, Fische). Gerade über die giftthichen und Fischgifte sind die Mitteilungen noch spärlich. Auch die Kapitel über Avertebraten (Muscheltiere, Gliederfüßer, Würmer, Stachelhäuter und Pflanzentiere) bieten uns eine Fülle teils neuer, teils aus der gesamten Literatur gesammelter Daten.

Wir können das Buch jedem Arzt zur Anschaffung empfehlen.

Chemische Zeitschrift: In der vorliegenden Monographie gibt der Verfasser eine Zusammenstellung der von tierischen Organismen abstammenden Giftpartien. Entsprechend dem zoologischen System geordnet, werden, von den Säugetieren beginnend, durch die Reihe der Wirbeltiere bis herunter zu den einfachsten wirbellosen Tieren die zahlreichen Beobachtungen über das Vorkommen von Giftpartien und deren Wirkung mitgeteilt und besprochen.

ag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Daß für den Mediziner und Zoologen eine solche Zusammenstellung von Wichtigkeit ist, bedarf keiner Erörterung. Aber auch weitere Kreise, insbesondere Chemiker, werden das Buch mit größtem Nutzen verwerten können. Die Mehrzahl der tierischen Gifte ist ihrer chemischen Natur nach noch unbekannt und es steht zu erwarten, daß der Arzneischatz aus der chemischen Erforschung dieser Gifte noch manche Bereicherung erfahren wird. Als einen Hauptvorzug dieses Buches möchte ich die außerordentlich anregende Darstellungsweise hervorheben. Es handelt sich natürlich um eine Registrierung zahlreicher, in den verschiedensten Werken verstreuter Beobachtungen. Bei der kritischen Verwertung des in staunenswerter Fülle vom Verfasser gesammelten Materials kam demselben die eigene Erfahrung an den verschiedensten tierischen Giften (Kröten-, Salamander-, Fäulnisgift) zu Hilfe. Auch sind neue, bisher nicht veröffentlichte eigene Beobachtungen mehrfach eingefügt (z. B. über die chemische Natur des Cobragiftes). Diese Fülle von tatsächlichem Material ist dem Leser, hauptsächlich wohl durch die klare, knappe Darstellungsweise, so mundgerecht gemacht, daß die Lektüre des Buches nicht nur belehrend ist, sondern auch ein wirkliches Vergnügen gewährt.

Wiener klinische Wochenschrift: Die Berechtigung und der mögliche Nutzen einer monographischen Bearbeitung gerade dieses Teiles des pharmakologisch-toxikologischen Lehrmaterials leitet sich aus dem Mangel kritischer Tatsachsensichtung und darum klarer Fragestellungen auf diesem Gebiete ab, dessen Erforschung von eminent praktischer Bedeutung ist. Fallen doch noch immer alljährlich tausende und abertausende von Menschen der Vergiftung infolge Schlangenbisses zum Opfer. Die eben gekennzeichnete Lücke hat der Verfasser, dem wir sehr gute eigene Arbeiten auf diesem Felde verdanken, in trefflicher Weise ausgefüllt. Dank seiner gründlichen methodischen und kritischen Schulung verstand er das Legendaire, das sich gerade hier von Alters her breit gemacht hat, vom Sichergestellten zu sondern und letzteres so anzutreden, daß sich die Probleme von selbst ergeben. Das Kapitel über die Schlangengifte, das entsprechend seiner Bedeutung am eingehendsten behandelt ist, enthält auch interessante, sonst noch nicht veröffentlichte Angaben des Verfassers über die chemische Natur des Schlangengiftes. Die Literaturangaben sind reichlich und genau, was man heutzutage wohl besonders hervorheben darf. Der Ausdruck des flott geschriebenen Heftes ist überall präzis und knapp.

Zeitschrift für den physikalisch-chemischen Unterricht
Eine kurze Besprechung dieser Arbeit rechtfertigt sich hier nur vom Standpunkt des chemisch-biologischen Unterrichts aus. Es finden sich darin die im Tierreich so zahlreich vorhandenen Giftstoffe von den Wirbeltieren bis hin zu den Cölenteraten aufs eingehendste und unter genauer Angabe der übrigen wissenschaftlichen Literatur behandelt. Mit besonderer Sorgfalt sind die Schlangenbisse und ihre Therapie besprochen. (Danach kommt dem Alkohol z. B. auch beim Biß der Kreuzotter eine Heilwirkung nicht zu, dagegen hat neuerdings die Serumtherapie in Indien wirkungsvoll eingesetzt.) Auch die Aufzeichnungen über den in den Nebennieren des Menschen enthaltenen Giftstoff Adrenalin oder Epinephrin, über den Giftsporn von Ornithorhynchus, die Giftfestigkeit des Igels, die verschiedenen Wirkungen der Kanthariden, Muraena helena, Miesmuschel u. a. sind sehr interessant gehalten. Überhaupt hat es der Verfasser verstanden, seinen Stoff außerordentlich fesselnd zu gestalten, wobei die vielen historischen Angaben gleichfalls mitgetragen, so daß die Anwendung des Buches für die Zwecke des chemisch-biologischen Unterrichts zu empfehlen ist.

Die Wissenschaft.

Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien.

X. Heft.

Die psychischen Maßmethoden von Dr.

G. F. Lipps, Privatdozent der Philosophie an der Universität Leipzig. Mit 6 Abbildungen. Preis geh. M. 3.50, geb. in Lnwd. M. 4.10. • • • • • • •

Inhaltsverzeichnis.

Erster Abschnitt. Psychologie und Naturwissenschaft.
1. Die empirische und die philosophische Weltbetrachtung. 2. Die Bewußtseinsinhalte. — **Zweiter Abschnitt. Die Wahrscheinlichkeitslehre.**
3. Gewißheit und Wahrscheinlichkeit. 4. Die Wahrscheinlichkeitsbestimmung. — **Dritter Abschnitt. Die Maßbestimmungen bei der Berücksichtigung subjektiver Faktoren im Bereich der naturwissenschaftlichen Forschung.** 5. Die Beobachtungsfehler. 6. Die Ungenauigkeit der Sinneswahrnehmung und die sonstigen subjektiven Faktoren. — **Vierter Abschnitt. Die psychophysischen Maßmethoden.** 7. Der naturphilosophische Standpunkt Fechners und das psychophysische Grundgesetz. 8. Das Maß der Empfindlichkeit. 9. Die Methode der eben merklichen Unterschiede. 10. Die Methode der mittleren Fehler. 11. Die Methode der richtigen und falschen Fälle. 12. Die Methode der mittleren Abstufungen. 13. Die Beobachtungsreihen. — **Fünfter Abschnitt. Das psychische Maß.** 15. Die Mittelwerte der Beobachtungsreihen. — **Sechster Abschnitt. Die Methoden der psychischen Abhängigkeitsbestimmung.** 18. Die Bestimmung des Grades der Abhängigkeit. 19. Der Typus der Beobachtungsreihe. 20. Die Zerlegung der Beobachtungsreihe in Komponenten und die Bestimmung der Unterschiedsschwelle. — **Anhang.** 21. Die Berechnung der Mittelwerte. — **Literaturverzeichnis.** — **Register.**

Beurteilungen.

Literarisches Zentralblatt: In der Literatur begegnet man noch so oft unklaren und fehlerhaften Anschauungen über die psychischen Maßmethoden, daß eine umfassende monographische Darstellung der letzteren sicher einem Bedürfnis entspricht. G. F. Lipps gibt nun in der Tat eine Monographie, welche auch zur ersten Einführung in das Gebiet sich recht gut

eignet. Er hat sich dabei weiter die doppelte Aufgabe gestellt: einerseits zu zeigen, daß die von Fechner in Anlehnung an das gewöhnliche Fehlergesetz begründeten Maßmethoden unzureichend sind, und andererseits den Weg anzugeben, auf dem man ohne Voraussetzung eines bestimmten Fehlergesetzes zu einer allen Bedürfnissen der experimentellen Psychologie genügenden Methode der Maß- und Abhängigkeitsbestimmung gelangt. An den Ausfall dieses letzteren Versuches knüpft sich in wissenschaftlicher Beziehung das Hauptinteresse an der Abhandlung des Verfassers.

Physikalische Zeitschrift: Wer den Wunsch hat, einen Überblick über das Rüstzeug der messenden Psychologie zu gewinnen, dem wird das vorliegende zehnte Heft der Viewegschen Sammlung „Die Wissenschaft“ sehr willkommen sein. Das Buch wird sich bald einen größeren Freundeskreis erwerben.

Südwestdeutsche Schulblätter: Dr. Lipps stellt sich in seiner Schrift die Aufgabe, sowohl die auf Fechner zurückgehenden psychophysischen Maßmethoden als unzureichend darzulegen, als auch zu zeigen, wie man ohne Voraussetzung eines bestimmten Fehlergesetzes zu einer Methode der Maß- und Abhängigkeitsbestimmung gelangen kann, die allen Bedürfnissen der Experimentalpsychologie gerecht werden kann. Selbstverständlich setzt das Werk eine umfassende Kenntnis der höheren Mathematik voraus, wird daher vielleicht bei flüchtiger Durchsicht manchen Psychologie treibenden Leser etwas abschrecken. Die Furcht ist unbegründet. Der Verf. pflegt die mathematisch erhaltenen Resultate ausführlich und klar zu interpretieren. Die dargebotenen zahlreichen Tabellen und Kurvenzüge erleichtern das Studium des interessanten Buches ganz besonders. Das reichhaltige Literaturverzeichnis ergänzt die Arbeit sehr glücklich.

Hochschul-Nachrichten: Mit wahrer Hochachtung muß der eindringende Ernst dieser Untersuchung der noch jungen aber jugendlich regsamten Wissenschaft der Psychophysik erfüllen, die hier von ihren ersten, noch hinter E. H. Weber und G. Th. Fechner zurückliegenden Anfängen bis zu W. Wundt und anderen Zeitgenossen kritisch verfolgt wird. Die Fachgenossen und berufsmäßigen Jünger der Wissenschaft selbst braucht man gewiß nicht erst auf die Arbeit des jungen Doktors Lipps aufmerksam zu machen.

„Aufwärts“, Zeitschrift für Studierende: Schon lange Zeit spielen die psychischen Messungen in der experimentellen Psychologie eine Rolle, die neuerdings nicht unangefochtene geblieben ist. Da nämlich Subjekt und Objekt bei vielen dieser Methoden dieselbe Persönlichkeit ist, ist dagegen geltend gemacht worden, ihre Ergebnisse könnten nicht als reine gelten. Maß und Zahl sind jedoch die geradezu unentbehrlichen Hilfsmittel des experimentellen Psychologen, und die Feststellung der Bedingungen, unter denen von tadellosen Meß-Methoden gesprochen werden kann, muß demnach für die Wissenschaft von hohem Werte sein. Deshalb ist es von Bedeutung, daß Dr. E. Lipps in einer besonderen, der Sammlung „Die Wissenschaft“ (Braunschweig 1906, Friedr. Vieweg & Sohn) einverlebt Schrift diesen Gegenstand einer besonderen Erörterung unterzogen hat. Er beschreibt die eingeschlagenen Methoden im einzelnen und legt Kritik an sie. Eine von Lipps hier und schon früher bevorzugte Messungsmethode ist die Beobachtungsreihe, die auf möglichst weitschichtigem Material beruht. Er gibt hier für diesen Typ Beziehungen an und analysiert die Komponenten seiner Tragweite. Im übrigen ist die sehr gehaltvolle Schrift, daß es zurzeit nicht möglich ist, von einer reinen psychischen Meßmethode zu sprechen und die Bedingungen der reinen Meßmethoden jedesmal im einzelnen gesondert und geprüft werden

Die Wissenschaft. Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien.

XI. Heft.

Der Bau des Fixsternsystems von Dr. Hermann Kobold, a. o. Professor an der Universität und Observator der Sternwarte in Kiel. Mit 19 Abbild. u. 3 Tafeln. Preis geh. M. 6.50, geb. in Lnwd. M. 7.30.

Urteile der Presse.

Beilage zur Allgemeinen Zeitung, München: Die Frage nach dem Bau des Fixsternsystems, dem unsere Sonne angehört, bildet eines der wichtigsten Probleme der heutigen Astronomie. Wenn eine nach allen Seiten befriedigende Lösung dieses Problems auch in naher Zeit nicht zu erwarten ist, so war es doch ein höchst verdienstvolles Unternehmen des Verfassers, den Standpunkt, den die astronomische Forschung gegenwärtig im Hinblick auf diese Frage einnimmt, sowie die Vorstellungen, die wir uns über den Bau des Fixsternsystems zu machen haben, in zusammenfassender Weise darzustellen und die bis jetzt erlangten Ergebnisse weiteren Kreisen zugänglich zu machen. Verfasser gibt zunächst einen kurzen historischen Überblick über den Gegenstand. Die Frage nach dem Bau des Universums ist verhältnismäßig neu. Kepler (1571—1630), der Entdecker der Gesetze für die Bewegung der Planeten um die Sonne, betrachtet die letztere, „das Herz des Universums“, noch als das Weltzentrum; erst Huygens (1629—1695) stellt sie auf die gleiche Stufe mit den Fixsternen. Aber schon 1734 tritt Thomas Wright dafür ein, daß der Milchstraße in bezug auf das Fixsternsystem dieselbe Bedeutung zu kommen wie der Ekliptik hinsichtlich unseres Sonnensystems, und nur zwei Jahrzehnte später spricht Kant in seiner „Naturgeschichte des Himmels“ die Ansicht aus, daß das Fixsternsystem in der Richtung der Milchstraße sich weiter ausdehne als in anderer Richtung, daß die Sterne über eine linsenförmige Fläche verteilt seien, die wir längs der Kante (der Milchstraße) betrachten; daß ferner die Sonne dem Mittelpunkte dieser Fläche ziemlich nahe stehe und daß endlich die Sterne ähnlich, wie die Planeten um die Sonne, eine Bewegung am einen gemeinsamen Mittelpunkt besäßen. Es ist gewiß von hohem Interesse, zu konstatieren, daß diese auf Grund von rein spekulativen Betrachtungen gewonnenen Anschauungen Kants durch die Ergebnisse der neueren Forschungen im wesentlichen bestätigt worden sind. — Im ersten Abschnitt des Buches behandelt dann Verfasser, zunächst mehr allgemein, die für die Lösung des Problems in Betracht kommenden astronomischen Instrumente und Beobachtungsmethoden: die Bestimmung der Fixsterne und die Änderungen der letzteren; die Bestimmung der Helligkeit, der

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Zur Prüfung behufs eventueller Einführung verschicken wir an
die Herren Direktoren und Fachlehrer

Freiemplare

und genannten Werke:

Erststufe der Naturlehre

(Physik nebst Astronomie und Chemie).

AFT
er
n

Höfers Naturlehre für die unteren Klassen der österreichischen Mittel-
höhere Lehranstalten des Deutschen Reiches bearbeitet von

Dr. Friedrich Poske,

Professor am Askanischen Gymnasium in Berlin.

gedruckten Abbildungen, einer Sterntafel und einem Anhang
von 130 Denksaufgaben.

nd 246 Seiten. gr. 8. Preis geh. M 2.40, geb. M 2.80.

Erststufe der Naturlehre

(Physik nebst Astronomie und mathematischer Geographie).

Höfers Naturlehre für die oberen Klassen der österreichischen Mittel-
höhere Lehranstalten des Deutschen Reiches bearbeitet von

Dr. Friedrich Poske,

Professor am Askanischen Gymnasium in Berlin.

442 zum Teil farb. Abbild. u. 3 Tafeln. gr. 8. Preis geb. M 4.—.

Chemisch-analytisches Praktikum.

Als Leitfaden bei den Arbeiten im Chemischen Schullaboratorium

bearbeitet von

Dr. Karl Anton Henniger,

Professor am Realgymnasium in Charlottenburg.

Ausgabe A. 2. teilweise umgearb. Auflage. Mit 18 Abbildungen.
VIII und 127 Seiten. gr. 8. Preis geh. M 1.50, geb. M 2.—.

Ausgabe B. 2. völlig umgearbeitete Auflage. Mit 21 Abbildungen
XI und 112 Seiten. gr. 8. Preis geh. M 1.50, geb. M 2.—.

Ausführlicher Verlagskatalog kostenlos.

Die Wissenschaft

Sammlung naturwissenschaftlicher
und mathematischer Monographien.

XII. Heft.

Die Fortschritte der kinetischen Gas-theorie von Dr. G. Jäger, Professor der Physik
a. d. techn. Hochschule in Wien. Mit 8 Abbildungen.
Preis geheftet M. 3.50, gebunden in Leinwand M. 4.10.

Ein Urteil aus der Presse.

Zeitschrift für das österreichische Gymnasium: Der Verfasser war bestrebt, die Ergebnisse der kinetischen Gastheorie so darzustellen, daß er dadurch die Leser seines Buches zur Weiterforschung anregt und anleitet. Als Einleitung hat der Verfasser in ganz zweckentsprechender Weise eine kurze Darstellung der älteren Resultate der kinetischen Gastheorie gegeben, um auf dieser die neueren und neuesten Forschungen theoretischer Natur auf diesem Wissensfelde aufbauen zu können.

Der Darstellung wurde jene Theorie zugrunde gelegt, nach welcher die Gasmoleküle als vollkommen elastische Kugeln angenommen werden, welche Anziehungskräfte aufeinander ausüben. Annahmen, die nach der Ansicht des Verfassers für die Physik nicht idealer Gase und Flüssigkeiten am ehesten einen Fortschritt versprechen.

In der Einleitung wird zunächst das Boyle-Charlessche Gesetz, dann die Gesetze von Avogadro, Gay-Lussac und Dalton abgeleitet und aus diesen theoretischen Folgerungen der Zahlenwert der Geschwindigkeiten der Moleküle erschlossen. In sehr einfacher Weise wird dann das Verteilungsgesetz der Geschwindigkeit, das von Maxwell aufgestellt wurde, deduziert. Daran anschließend wird die mittlere Weglänge und die Stoßzahl der Moleküle berechnet, und zwar unter der Annahme, daß sämtliche Moleküle dieselbe Geschwindigkeit besitzen und unter jener, daß das Maxwellsche Verteilungsgesetz gelte. Weitere Erörterungen in der Einleitung beziehen sich auf die spezifische Wärme von Gasen, die innere Reibung, die Wärmeleitung und Diffusion derselben. Wie aus der mittleren Weglänge die Größe der Moleküle (nach Loschmid) erschlossen werden kann, wird im folgenden gezeigt. Schließlich werden die Abweichungen angegeben, welche die wirklichen Gase vom Boyle-Charlesschen Gesetze zeigen.

Aus dem Virial der Kräfte, welche auf das System der Massenpunkte wirken, einer Funktion, welche die Eigenschaft hat, daß dasselbe vermehrt um die doppelte kinetische Energie des Systems gleich Null ist, wird in einfacher Weise die Gleichung abgeleitet, durch welche das Gesetz von Boyle-Charles dargestellt ist. In den folgenden Entwickelungen wird das von Boltzmann

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

angegebene H-Theorem deduziert, aus dem erhellt, daß die Eigenschaft der Entropie, einem Maximum beständig zuzustreben, als ein Streben des Gases erscheint, von einem weniger wahrscheinlichen zu einem wahrscheinlichen Verteilungszustände zu gelangen.

Sehr elegant ist die nun folgende Ableitung des Maxwell-Boltzmannschen Gesetzes der Verteilung der Geschwindigkeiten der Gasmoleküle bei Berücksichtigung des Einflusses äußerer Kräfte. Diese Ableitung, bei der die hydrostatischen Grundgleichungen gebraucht werden, hat der Verfasser des vorliegenden Buches gegeben. Daß das Maxwell-Boltzmannsche Gesetz für beliebig kleine Kraftfelder gültig bleibt, wird im folgenden dargetan. Unter Zugrundelegung der Virialgleichung betrachtet der Verfasser die Zustandsgleichung schwach komprimierter Gase, wobei er den Entwicklungslinien von Reinganum folgt und schließlich aus der von diesem Forscher aufgestellten Gleichung zur Gleichung von van der Waals gelangt.

Weiter wird gezeigt, wie die Anziehungskräfte der Moleküle bei Berechnung der mittleren Weglänge in Betracht zu ziehen sind; daraus ergibt sich eine Formel, welche die Abhängigkeit der inneren Reibung der Gase von der Temperatur angibt, eine Formel, die auch experimentell verifiziert wurde.

Im weiteren Verlaufe seiner Ausführungen bespricht der Verfasser noch den Temperatursprung bei der Wärmeleitung, also jene Erscheinung, daß — wenn Wärme vom Gas an einen festen Körper oder umgekehrt abgegeben wird — an der Oberfläche des festen Körpers eine tiefere bzw. höhere Temperatur herrschen müsse, als in der unmittelbar daran stoßenden Grenzschichte des Gases.

Die Theorie der idealen Flüssigkeit, wie sie von Jäger vor drei Jahren aufgestellt wurde, wird mit Berücksichtigung des inneren Druckes einer solchen Flüssigkeit und der inneren Reibung derselben in den Schlussabschnitten des Buches dargestellt. Von großem Interesse ist die aus dieser Betrachtung gezogene Folgerung bezüglich des Durchmessers der Flüssigkeitsmoleküle. So wird die Größe des Durchmessers der Quecksilbermoleküle zu $0,3 \cdot 10^{-6}$ mm bestimmt.

Wer sich über die Fortschritte auf dem Gebiete der kinetischen Gastheorie, namentlich in theoretischer Hinsicht, rasch orientieren will, wird mit Vorteil sich dieser sehr klar geschriebenen Schrift bedienen. Das Buch ist dem Meister der gastheoretischen Forschung Prof. Boltzmann gewidmet.

Chemiker-Zeitung: Die ausführliche Einleitung des Werkchens gibt eine ausgezeichnete klare Darstellung der kinetischen Gastheorie. Schon wegen derselben kann das Büchlein, das aus der Feder des durch seine „theoretische Physik“ wohlbekannten Verfassers hervorgegangen ist, bestens empfohlen werden. Der Hauptteil ist zunächst Boltzmanns Untersuchungen gewidmet. Das H-Theorem und seine Beziehung zum zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie finden zuerst ihre Ableitung, sodann die Sätze über Geschwindigkeitsverteilung und Dichteverteilung in einem Gase, in dem innere und äußere Kräfte wirken. Der Verf. verfolgt hier anschauliche und originelle Methoden. Die Anwendung wird auf die Zustandsgleichung nicht zu stark komprimierter Gase gemacht wobei der Verf. den Arbeiten von M. Reinganum folgt. Der Temperaturkoeffizient der inneren Reibung, der in letzter Zeit befriedigende Erklärung fand, wird ebenfalls besprochen. Es folgen die Untersuchungen von Smoluchowski über den Temperatursprung der Wärmeleitung in Gase — eigene Forschungen des Verf. über die Theorie der Flüssigkeiten. Da daher allen, die sich für die auch in der Elektrizitätslehre deutung gewinnende kinetische Theorie interessieren, wärmstens

Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig.

Dr. J. Fricks

Physikalische Technik

oder

**Anleitung zu Experimentalvorträgen
sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate.**

Siebente umgearbeitete und stark vermehrte Auflage von

Prof. Dr. Otto Lehmann.

In zwei Bänden. Gr. 8.

I. Band, 1. Abteilung. Mit 2003 Abbildungen und einem Bildnis des Verfassers. Preis geh. M 16.—, geb. in Halbfroz. M 18.—.

I. Band, 2. Abteilung. Mit 1905 Abbildungen. Preis geh. M 24.—, geb. in Halbfroz. M 26.—.

II. Band, 1. Abteilung. Mit 1443 Abbildungen. Preis geh. M 20.—, geb. in Halbfroz. M 22.—.

II. Band, 2. Abteilung befindet sich unter der Presse.

Fricks Physikalische Technik ist als monumentales Werk über physikalische Experimentierkunde so allgemein bekannt, daß dieses für physikalische Experimentalvorträge an Universitäten, technischen Hochschulen und höheren Lehranstalten unentbehrliche Hand- und Nachschlagebuch beim Beginn des Erscheinens seiner vollkommen umgearbeiteten und stark vermehrten 7. Auflage keiner weiteren Empfehlung bedarf. Das Werk darf in keinem physikalischen, elektrotechnischen und chemischen Laboratorium fehlen und ist für jeden Lehrer und Studirenden der bezüglichen Disziplinen an Universitäten, technischen Hochschulen usw. wie für den Unterricht an höheren Lehranstalten jeder Gattung und für die Selbstbelehrung jedes Freundes der Naturlehre von unschätzbarem Wert. Auch jedem Praktiker der physikalischen Technik wird das Buch die besten Dienste leisten, insbesondere den Fabrikanten von Apparaten, welchen es reiche Belehrung und Anregung bietet über die die Bedürfnisse des Unterrichtes zweckmäßigen Konstruktionsformen und deren vollkommenere Ausgestaltung bzw. Ergänzung durch Ausarbeitung ganz neuer Formen.

Elektrotechnik und Maschinenbau: Vor einiger Zeit hatten wir Gelegenheit, uns an dieser Stelle über den ersten Teil des ersten Bandes der, Frickschen Physikalischen Technik zu äußern, in welchem der Bau und die Einrichtung eines physikalischen Laboratoriums besprochen wurden. Schon damals haben wir auf die bewundernswerte und einzig dastehende Reichhaltigkeit und Ausführlichkeit hingewiesen, die uns in jenem ersten Teile entgegentrat. Ganz dasselbe gilt von dem zweiten Teile des ersten Bandes. Auch in diesem Teile, in welchem bereits Anleitungen zu physikalischen Demonstrationen auf verschiedenen Gebieten gegeben werden, ist die Reichhaltigkeit und Gründlichkeit der Darstellung eine außerordentliche. Nach einem einleitenden Kapitel über Messungen im allgemeinen werden die Experimente auf dem Gebiete der Statik und der festen Körper, der Hydrostatik und der Flüssigkeiten, der Aerostatik und der Gase, der Temperatur und der Wärmemenge, der Dynamik, der Hydrodynamik, der Aerodynamik und der Thermodynamik erörtert. Es ist wohl überflüssig zu bemerken, daß das Buch vollkommen auf der Höhe der Zeit steht und die letzten Errungenschaften berücksichtigt. Dennoch hat sich der Verfasser veranlaßt gesehen, dem Buche eine Reihe von „Nachträgen“ beizufügen, in denen die allerneuesten Apparate besprochen und abgebildet sind.

Aus

Verlagsverzeichnis kostenlos.





SEP 4 - 1957





SEP 4 - 1957